

UNIVERSITE DE GENEVE
Institut de physique
nucléaire et corpusculaire

FACULTE DES SCIENCES

Professeur E. Heer

**MESURE DU PARAMÈTRE β DANS LA
DÉSINTÉGRATION $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$, UN TEST DE L'INVARIANCE
AU RENVERSEMENT DU TEMPS DES INTERACTIONS FAIBLES**

THÈSE

PRESENTÉE A LA FACULTE DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITE DE GENEVE
POUR OBTENIR LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Aldo GAUTSCHI

de

Reinach AG

THESE No 1529

GENEVE

Atelier d'impression de l'Ecole de physique

1970

UNIVERSITE DE GENEVE
Institut de physique
nucléaire et corpusculaire

FACULTE DES SCIENCES

Professeur E. Heer

**MESURE DU PARAMÈTRE β DANS LA
DÉSINTÉGRATION $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$, UN TEST DE L'INVARIANCE
AU RENVERSEMENT DU TEMPS DES INTERACTIONS FAIBLES**

THÈSE

PRESENTÉE A LA FACULTE DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITE DE GENEVE
POUR OBTENIR LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES
PAR

Aldo GAUTSCHI

de
Reinach AG

THESE No 1529

GENEVE
Atelier d'impression de l'Ecole de physique
1970

La faculté des sciences, sur le préavis du professeur E. Heer, directeur de thèse, et d'une commission composée des professeurs H. J. Gerber (EPFZ), H. Ruegg et D. Maeder autorise l'impression de la présente thèse, sans exprimer d'opinion sur les propositions qui y sont énoncées.

GENEVE, le 10 juillet 1970

Le doyen: Marc VUAGNAT

Thèse No 1529



Remerciements

Je tiens à exprimer ma gratitude au Professeur E. Heer qui m'a donné l'occasion d'entreprendre cette thèse. Je le remercie pour l'intérêt qu'il a porté à mon travail et les moyens qu'il a mis à ma disposition.

Je remercie MM. les Professeurs H.J. Gerber et H. Ruegg d'avoir accepté de faire partie de mon comité de thèse.

Je remercie M. C. Revillard de sa collaboration pendant l'évaluation des résultats et des fructueuses discussions que nous avons eues au cours de ce travail.

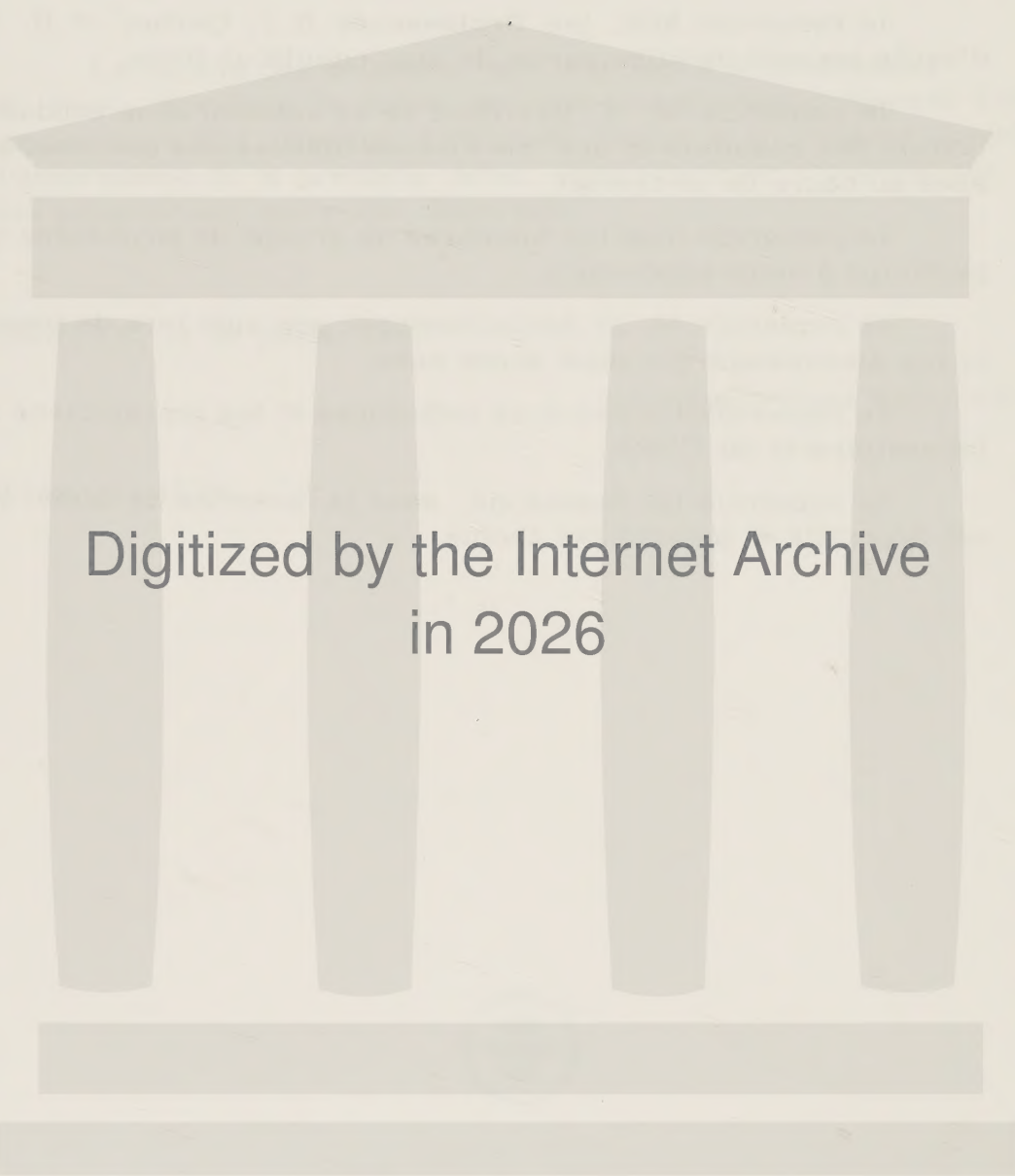
Je remercie tous les membres du groupe de physiciens qui ont participé à cette expérience.

Je remercie M. D. Aebischer pour son aide lors de l'analyse et les discussions que nous avons eues.

Je remercie les services techniques et les mécaniciens de notre laboratoire et du CERN.

Je remercie les dames qui, sous la direction de Mme. M. Prost, ont dépouillé et mesuré les photos.

Ce travail a été subventionné en partie par le Fond National Suisse pour la Recherche Scientifique.



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41545925_0040

Table des matières

	Résumé	1
1.	<u>Introduction</u>	2
2.	<u>Rappel théorique : Désintégration du Λ</u>	5
2.1	Distribution angulaire	5
2.2	Polarisation du proton	6
2.3	Renversement du temps et interactions finales	8
3.	<u>Conception et réalisation de l'expérience</u>	10
3.1	Production de Λ polarisés	10
3.2	Configuration du dispositif expérimental	10
3.3	Description de l'expérience	17
4.	<u>Détails du dispositif expérimental</u>	20
4.1	Faisceau de pions	20
4.2	Cible d'hydrogène	23
4.3	Chambres à étincelles	25
4.4	Compteurs	28
4.5	Electronique	32
4.6	Optique	35
4.7	Prise de données	36
5.	<u>Acquisition des données</u>	37
5.1	Mesure	37
5.2	Reconstruction des événements	41
5.3	Bruit de fond	48
5.4	Evénements cible vide	50
5.5	Coupures finales	51

6.	<u>Analyse des événements</u>	55
6.1	Méthode du maximum de vraisemblance	55
6.2	Pouvoir d'analyse	56
6.3	Evaluation de β	57
6.3.1	Diffusions classe 1	57
6.3.2	Diffusions classe 2	61
6.4	Polarisation longitudinale du proton αP_A	65
6.5	Biais instrumentaux	67
7.	<u>Discussion</u>	71
7.1	Comparaison avec d'autres expériences	71
7.2	Interactions dans l'état final	71
7.2.1	Interactions dans l'état final avec $\Delta I = \frac{4}{2}$	72
7.2.2	Mélange d'amplitudes de désintégration $\Delta I = \frac{4}{2}$ et $\frac{3}{2}$	74
7.3	Conclusions	75
	Références	76

Résumé

Dans une expérience de chambres à étincelles, nous avons mesuré le paramètre β dans la désintégration $\Lambda \rightarrow \pi^- + p$. La valeur de β sert de test de l'invariance par rapport au renversement du temps dans cette réaction. Les lambdas ont été produits en utilisant un faisceau de π^- bombardant une cible d'hydrogène liquide, les pions ayant des impulsions de 1,03 et 1,06 GeV/c.

Le paramètre β a été déterminé en étudiant l'asymétrie de la diffusion des protons dans une chambre à étincelles composée de plaques de graphite. 430'000 photos ont été prises, dont 60 % environ contenaient une désintégration du Λ . Nous avons mesuré les événements où le proton fait une diffusion de plus de 3° dans le carbone et nous les avons analysés avec une fonction de vraisemblance englobant toutes les composantes de polarisation du proton.

La valeur de $-0,06 \pm 0,05$ a été trouvée pour β . Si on a invariance de T dans cette réaction, β doit être égal à la valeur calculée à partir des déphasages appropriés de la diffusion pion-nucléon. Supposant valable la règle $\Delta I = \frac{1}{2}$, on obtient $\beta = -\alpha \operatorname{tg}(\delta_s - \delta_p) = -0,07 \pm 0,02$. On conclut alors que, dans la limite des erreurs indiquées, T n'est pas violé dans ce type d'interactions faibles. Notre mesure confirme des expériences semblables d'autres auteurs.

1. Introduction

La symétrie T (renversement du temps) est une de trois symétries fondamentales - les deux autres étant la réflexion dans l'espace (P) et la conjugaison de charge (C) - qu'on croyait être des symétries absolues de la nature jusqu'en 1956. A cette époque Lee and Yang suggérèrent que la parité n'était pas conservée dans certaines réactions, proposition découlant des efforts faits pour trouver une solution à l'énigme $\theta - \tau$. On a rapidement confirmé par l'expérience la violation de P et de C dans les interactions faibles.

Puisqu'une des grandes symétries était mise en question, on commença à douter aussi des autres et Lee et Yang ont alors étudié les conséquences découlant des autres symétries et ont examiné les grandeurs mesurables et sensibles à la conservation ou non-conservation de P ou T. Dans une discussion de la désintégration non leptonique des hypérons de spin $1/2$ ils ont montré¹⁾ que ce processus peut être caractérisé par trois constantes réelles, les paramètres de désintégration α , β et γ , et ils ont indiqué que l'invariance par rapport au renversement du temps requiert que β soit égal à une valeur β_0 déterminée par d'autres expériences (interactions dans l'état final).

Cronin et Overseth²⁾ (CO) furent les premiers à mesurer ces trois paramètres dans la désintégration $\Lambda \rightarrow \pi^- + p$ et trouvèrent pour β la valeur de $0,18 \pm 0,24$. D'autre part, on obtient à partir des expériences de diffusion pion - proton un $\beta_0 = -0,07 \pm 0,02$, valeur qui est compatible avec la conservation de la symétrie de T dans cette désintégration.

On était aussi arrivé à un résultat négatif dans d'autres expériences mettant à l'épreuve directement l'invariance au renversement du temps. Ceci s'arrangeait bien, parce qu'on avait encore de bonnes raisons, bien que C et P soient violés séparément, de croire en la validité de CP; la nonconservation de la symétrie CP entraîne nécessairement, par le biais du théorème CPT, une violation de T. Ce n'est qu'après les expériences récentes³⁾ sur la désintégration du K_S^0 où l'on a trouvé une violation de CP, petite, mais bien établie, que l'on a commencé à douter de la symétrie CP en général.

Ce développement de la physique a suscité un nouvel intérêt pour les symétries fondamentales et a incité les physiciens à imaginer de nouvelles expériences décisives ou à repousser plus loin les limites de l'incertitude dans des expériences connues. Si, pour la violation du renversement du temps, nous ne possédons jusqu'à maintenant que l'évidence indirecte de la désintégration $K_S^0 \rightarrow 2\pi$, elle est néanmoins entrée dans le domaine du possible et des mesures plus précises dans cette direction sont d'un intérêt évident. Dans ce but nous avons repris l'expérience de CO sur la désintégration du λ . Nous avons créé des conditions expérimentales telles quelles augmentent la sensibilité pour la détermination de β et nous avons amélioré la statistique.

Entre-temps Overseth et Roth ont achevé une expérience du même type⁴⁾ où ils ont obtenu $\beta = -0,10 \pm 0,07$, un résultat avec des erreurs plus petites et en bon accord avec les prédictions supposant invariance sous la transformation T.

Dans la désintégration $\Lambda \rightarrow \pi^- + p$ que nous avons étudiée, la polarisation $\vec{P}_p$ du proton dans le système de repos du lambda est donnée par

$$\vec{P}_p = \frac{(\alpha + \vec{P}_\Lambda \hat{q})\hat{q} + \beta(\vec{P}_\Lambda \times \hat{q}) + \gamma\hat{q} \times (\vec{P}_\Lambda \times \hat{q})}{1 + \alpha \vec{P}_\Lambda \hat{q}} \quad (1)$$

où $\hat{q}$ est un vecteur unité le long de la direction du proton, $\vec{P}_\Lambda$ est la polarisation du Λ , et α, β et γ les 3 paramètres de désintégration. β est, selon la formule, proportionnel à la grandeur $\vec{P}_p(\vec{P}_\Lambda \times \hat{q})$, la composante de la polarisation du proton qui est perpendiculaire et à la direction de vol du proton et à la polarisation du lambda. Cette composante est impaire sous l'opération du renversement du temps parce que les trois vecteurs changent de signe. Donc, négligeant les interactions finales et supposant invariance au renversement du temps dans cette désintégration, β doit être égal à zéro.

Nous avons produits les lambdas dans la réaction



dans une cible d'hydrogène liquide, les pions ayant des impulsions de 1,03 et 1,06 GeV/c. La polarisation du proton a été mesurée en étudiant

la diffusion dans des chambres à étincelles à plaques de graphite, un matériel ayant un pouvoir d'analyse bien connu. Les traces du pion incident et des produits de désintégration ont été observées à l'incidence dans des chambres à étincelles composées de plaques minces. Nous avons analysé les événements comportant une diffusion par la méthode du maximum de vraisemblance en faisant usage de la distribution angulaire générale. Appliquant la contrainte $\alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2 = 1$ nous avons obtenu de cette façon, les valeurs des trois paramètres simultanément. Mais l'objectif principal de l'expérience était la mesure de β et la préparation du dispositif expérimental a été faite en conséquence.

Comme chaque expérience dans le domaine des particules élémentaires, le travail présent est une collaboration d'un large groupe de physiciens. Dans notre cas ils venaient du CERN et des Universités de Lund et de Genève et c'est auprès du synchrotron à protons du CERN que nous avons exécuté l'expérience.

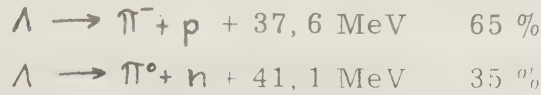
Un résultat préliminaire a déjà été publié fin 1967⁵⁾

Le travail fourni dans l'analyse des événements a donné naissance à une deuxième thèse, écrite par mon collègue Revillard⁶⁾.

Puisque nous avons travaillé en étroite collaboration, nous nous sommes partagés certains développements. Ainsi on trouvera dans la présente thèse, outre le calcul des paramètres de désintégration, une description complète de la partie expérimentale. D'autres sujets d'envergure plus restreinte seront traités plus en détail tantôt dans l'une tantôt dans l'autre des deux thèses sans qu'on ait toujours jugé nécessaire de marquer le renvoi.

2. Rappel théorique : Désintégration du Λ

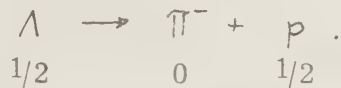
Les deux branches principales de désintégration de l'hypéron Λ sont



tandis que les branches leptoniques ne représentent qu'un millième des désintégrations. Le temps de vie du Λ est de $2,51 \cdot 10^{-10}$ sec. Dans cette expérience nous avons porté notre attention sur la première branche.

2.1 Distribution angulaire

Les spins des particules impliquées dans la désintégration sont



La conservation du moment angulaire permet des états de moment orbital égal à 0 et 1, décrits par des ondes S et P. Si la parité était conservée dans la désintégration, seule une des ondes devrait apparaître.

Nous mettons le spin du lambda dans la direction de l'axe z de son système de repos. Avec les fonctions de spin pour spin 1/2

$$\chi^+ \text{ spin up} \qquad \chi^- \text{ spin down}$$

nous avons les états finals suivants

$$\text{onde S} \qquad \psi_1^+ = A_S Y_0^0 \chi^+$$

$$\text{onde P} \qquad \psi_2^+ = -A_P \sqrt{\frac{2}{3}} Y_1^0 \chi^+ + A_P \sqrt{\frac{2}{3}} Y_1^1 \chi^-$$

Ici les nombres complexes A_S et A_P sont les amplitudes de transition menant dans les états finals S et P et la convention de signe correspond à celle de Crawford ⁷⁾ p. ex.. Pour obtenir la définition de la polarisation du proton admis par la Particle Data Group ⁸⁾ il faut changer le signe de A_P , ce qui revient à définir la matrice de transition comme

$$M = A_S + A_P \vec{\sigma} \cdot \hat{q}$$

où $\vec{\sigma} = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$ est l'opérateur de spin (matrice de Pauli) et $\hat{q}$ un vecteur unité dans la direction du proton émis. C'est la convention de la Particle Data Group qui est admise dans cette thèse. L'état final total devient donc, après substitution des harmoniques sphériques,

$$\psi^+ = \psi_1^+ + \psi_2^+ = (A_S + A_P \cos \theta) \chi^+ + A_P e^{i\varphi} \sin \theta \chi^- \quad (2.1a)$$

et de manière analogue pour des Λ dont le spin pointe dans la direction

opposé

$$\psi^- = A_p \sin \theta e^{-i\varphi} \chi^+ + (A_s - A_p \cos \theta) \chi^- . \quad (2.1b)$$

Définissant le paramètre

$$\alpha = \frac{2 \operatorname{Re} (A_s^* A_p)}{|A_s|^2 + |A_p|^2} ,$$

on obtient comme distribution angulaire des protons provenant de Λ complètement polarisés dans la direction $+z$

$$W(\theta) = \text{const.} \cdot (1 + \alpha \cos \theta) ,$$

où θ est l'angle entre la direction du spin du Λ et $\hat{q}$. Pour un faisceau de Λ avec une polarisation P_Λ , $W(\theta)$ prend la forme

$$W(\theta) = \text{const.} \cdot (1 + \alpha P_\Lambda \cos \theta) .$$

Une mesure de l'asymétrie de désintégration dans les directions $+z$ et $-z$ nous donne le facteur αP_Λ . Si nous connaissons α à partir d'une autre mesure, il est alors possible de déterminer P_Λ à l'aide de cette relation ou vice versa. On remarque qu'une distribution angulaire non uniforme implique nécessairement un α non nul, donc des amplitudes de transition A_s et A_p non nulles, et prouve une violation de la parité dans la désintégration.

2.2 Polarisation du proton

Il convient ici d'introduire deux autres paramètres β et γ

$$\beta = \frac{2 \operatorname{Im} (A_s^* A_p)}{|A_s|^2 + |A_p|^2}$$

$$\gamma = \frac{|A_s|^2 - |A_p|^2}{|A_s|^2 + |A_p|^2} .$$

On vérifie facilement que $\alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2 = 1$.

Donc, deux paramètres fixent la valeur absolue du troisième, mais son signe reste inconnu.

La polarisation $\vec{P}$ du proton est la valeur d'expectation de l'opérateur de spin $\vec{\sigma}$ dans les états (2.1). On obtient pour les composantes de $\vec{P}$:

$$P_x = \frac{\alpha \sin \theta + (1 - \gamma) P_\Lambda \sin \theta \cos \theta}{1 + \alpha P_\Lambda \cos \theta} \quad (2.2)$$

$$\begin{aligned} P_y &= \frac{P_\Lambda \beta \sin \theta}{1 + \alpha P_\Lambda \cos \theta} \\ P_z &= \frac{\gamma P_\Lambda + \alpha \cos \theta + (1 - \gamma) P_\Lambda \cos^2 \theta}{1 + \alpha P_\Lambda \cos \theta} \end{aligned} \quad (2.2)$$

Le dénominateur vient de la normalisation de la fonction d'onde. Ces expressions qui semblent compliquées, sont reliées à un système dont l'axe z prend la direction du spin du Λ , cependant un changement de système de coordonnées rend la présentation plus transparente. Avec les vecteurs unité $\hat{n}$ et $\hat{q}$, indiquant les directions de l'axe z et du proton dans le système de repos du Λ , les nouveaux axes $\hat{e}_1$, $\hat{e}_2$, $\hat{e}_3$ sont définis par

$$\begin{aligned} \hat{e}_1 &= \hat{q} \\ \hat{e}_2 &= \frac{\hat{n} \times \hat{q}}{|\hat{n} \times \hat{q}|} \\ \hat{e}_3 &= \frac{\hat{q} \times (\hat{n} \times \hat{q})}{|\hat{q} \times (\hat{n} \times \hat{q})|} \end{aligned}$$

La figure 2-1 montre leur disposition dans l'espace.

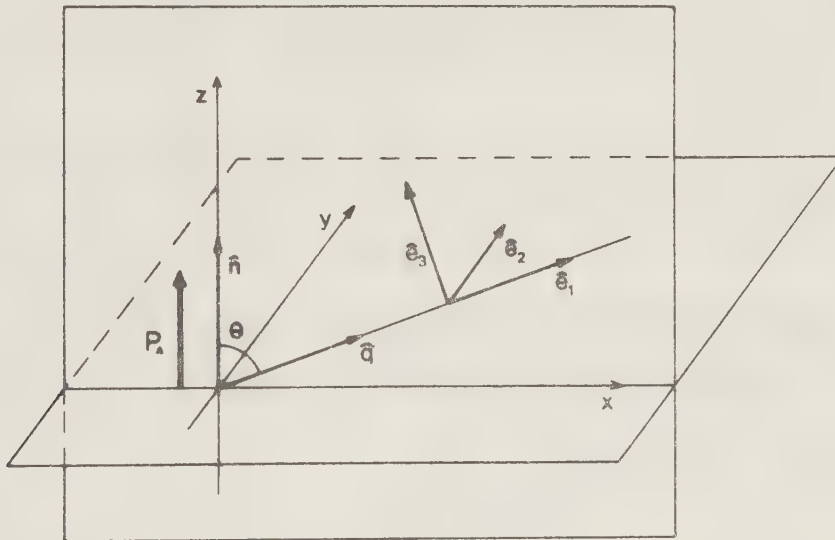


Fig. 2-1 Systèmes de coordonnées utilisés pour décrire la désintégration.

Après la transformation dans le nouveau système, la polarisation peut être résumé dans une seule formule

$$\vec{P} = \frac{(\alpha + \vec{P}_\Lambda \cdot \hat{q}) \hat{q} + \beta (\vec{P}_\Lambda \times \hat{q}) + \gamma (\hat{q} \times [\vec{P}_\Lambda \times \hat{q}])}{1 + \alpha \vec{P}_\Lambda \cdot \hat{q}} \quad (2.3)$$

Notons qu'on obtient pour $\vec{P}_\Lambda = 0$:

$$\vec{P} = \alpha \hat{q}.$$

Des protons provenant de lambdas non polarisés sont donc polarisés longitudinalement, et $|\vec{P}| = \alpha$. Cette propriété permet une mesure directe de α sans avoir besoin de connaître la polarisation des lambdas.

Dans le cas de lambdas complètement polarisés et d'un angle d'émission des protons de 90° dans le système de repos du lambda ($|\vec{P}_\Lambda| = 1$, $\vec{P}_\Lambda \perp \hat{q}$), la formule (2.3) se réduit à

$$\vec{P} = \alpha \hat{e}_1 + \beta \hat{e}_2 + \gamma \hat{e}_3.$$

Dans ces conditions particulières les paramètres de désintégration représentent directement les composantes de $\vec{P}$.

On remarque encore que α , β et γ sont invariants sous la transformation de phase

$$\begin{aligned} A_s &\rightarrow A_s e^{i\psi} \\ A_p &\rightarrow A_p e^{i\psi}. \end{aligned}$$

Cela veut dire que les paramètres de désintégration ne définissent les amplitudes A_s et A_p qu'à une phase relative près. La phase commune ψ ne peut pas être détectée et n'a pas de sens physique. Elle peut être fixée arbitrairement, à zéro par exemple, ce qui rend réelle une des deux amplitudes.

On trouvera une discussion plus complète de la désintégration du Λ dans les ref. 7 et 9.

2.3 Renversement du temps et interactions finales

La composante $\vec{P}_2$ de la polarisation du proton, normale et à la direction du spin du lambda et à la direction de vol du proton, est proportionnelle à la grandeur

$$\vec{P} \beta (\vec{P}_\Lambda \times \hat{q}).$$

Si nous n'avions que l'interaction faible dans la désintégration du Λ , le simple argument des vecteurs serait valable : puisque les vecteurs de polarisation et d'impulsion changent de signe si on applique T, une corrélation du type $\vec{P} (\vec{P}_\Lambda \times \hat{q})$ change donc aussi de signe. Si $\beta \neq 0$, il est possible d'observer cette composante transversale de polarisation. Parce que cette composante change de signe au renversement du temps, un β différent de zéro est alors témoin de la violation de l'invariance au renversement du temps.

Selon la définition de β il y a deux possibilités pour que β soit nul : une des deux amplitudes peut disparaître ou l'angle de phase entre A_s et A_p peut être nul. Nous savons que α est différent de zéro et par conséquent que A_s et A_p le sont aussi. Pour que β soit zéro, il faut

donc que A_s et A_p soient réelles l'une par rapport à l'autre.

Cette argumentation est correcte, si nous n'avons pas d'états intermédiaires, si l'interaction faible conduit directement du Λ au système $\pi - p$ final. Or, dans le processus considéré on ne peut pas négliger les interactions dans l'état final dont la contribution importante vient de l'interaction forte. Elle amène le pion et le proton à diffuser ce qui change les impulsions et les spins. Cependant, à l'énergie disponible dans notre système, l'effet est petit et par conséquent les corrections à appliquer à la démonstration partant des vecteurs sont petites.

L'effet de la diffusion dans l'état final peut être exprimé par les déphasages δ_p , δ_s étant le moment cinétique orbital. En supposant vraie l'invariance sous T et la règle $\Delta I = 1/2$ (pour la question de la règle $\Delta I = 1/2$ voir section 7.2) nous pouvons écrire les amplitudes de désintégration

$$A_s = |A_s| e^{i\delta_s}$$

$$A_p = |A_p| e^{i\delta_p}$$

et α et β deviennent

$$\begin{aligned} \alpha &= \frac{2 |A_s| |A_p|}{|A_s|^2 + |A_p|^2} \cos(\delta_p - \delta_s) \\ \beta &= \frac{2 |A_s| |A_p|}{|A_s|^2 + |A_p|^2} \sin(\delta_p - \delta_s) \end{aligned} \quad (2.4)$$

donc $\beta/\alpha = \tan(\delta_p - \delta_s)$.

Puisque le paramètre α change avec le cosinus des angles de déphasage, il ne sera pas affecté par de petits angles; β , au contraire, y est directement proportionnel.

δ_s et δ_p se réfèrent à des énergies de centre de masse de diffusion $\pi - p$ égales à l'énergie libérée dans la désintégration du lambda, soit 38 MeV.

En résumé, le test de l'invariance au renversement du temps consiste en la comparaison de $\arctg \beta/\alpha$ avec $\delta_p - \delta_s$ mesuré dans des expériences de diffusion $\pi - p$.

3. Conception et réalisation de l'expérience

3.1 Production de Λ polarisés

Pour pouvoir mesurer les paramètres de désintégration on a besoin de Λ polarisés, le cas idéal étant des Λ complètement polarisés. Nous avons obtenu ces Λ dans la production associée



La parité étant conservée dans les interactions fortes, la polarisation des Λ doit être perpendiculaire au plan de production. Dès lors nous pouvons identifier le plan x-y de la figure 2-1 avec le plan de production.

Les Λ obtenus avec des π^- de 1,03 GeV/c, possèdent dans le laboratoire des impulsions variant entre 418 et 973 MeV/c. L'angle maximum entre le Λ et le π^- est de 20° .

La section efficace de production montre un maximum à 1,06 GeV/c environ et elle est de $0,7 \text{ mb}^{10)}$. Dans cette expérience nous avons pris 80% des photos à 1,03 GeV/c, 18% à 1,06 GeV/c et environ 2% à 1,12 GeV/c et d'autres impulsions encore. Cette dernière partie n'a pas été utilisée pour déterminer β .

Nous avons préféré l'impulsion de 1,03 GeV/c parce que les données connues au début de l'expérience indiquaient à cette impulsion une polarisation du Λ voisine de $1^{11)}$ pour toute l'étendue des angles de production au système de centre de masse tandis qu'à 1,12 GeV/c¹²⁾ la polarisation des Λ émis vers l'avant passait par zéro et atteignait des valeurs négatives.

Selon une mesure plus récente de Binford¹³⁾ il existe aussi à 1,12 GeV/c une polarisation grande et positive partout. Les résultats de notre expérience à 1,12 GeV/c⁶⁾, quoique basés sur une faible statistique, donnent pour l'émission vers l'avant une polarisation positive mais petite.

3.2 Configuration du dispositif expérimental

Dans le rappel théorique nous avons vu comment la polarisation du proton est reliée aux paramètres α , β et γ et à la polarisation du Λ . Chaque désintégration contribue en principe à la connaissance de ces grandeurs. Cependant on peut choisir des classes d'événements qui contiennent plus d'information sur l'un des paramètres que sur l'autre. L'expérience présente ayant été entreprise pour mesurer β , nous avons cherché alors une configuration expérimentale qui sélectionne des événements particulièrement sensibles à β . La composition de la polarisation transverse du proton dans le laboratoire nous donne la façon

d'atteindre ce but.

La polarisation transverse P_T

Pour déterminer la polarisation des protons, nous pouvons les faire diffuser sur du carbone; la composante de la polarisation transverse à la direction de l'impulsion dans le laboratoire donne lieu à une asymétrie de la distribution angulaire des protons.

Dans le système de repos du lambda, la composante P_y de polarisation transverse ne dépendait que de β . Le fait que la mesure s'effectue dans le système du laboratoire, change un peu l'image, parce que la transformation d'un système à l'autre amène des contributions des autres composantes.

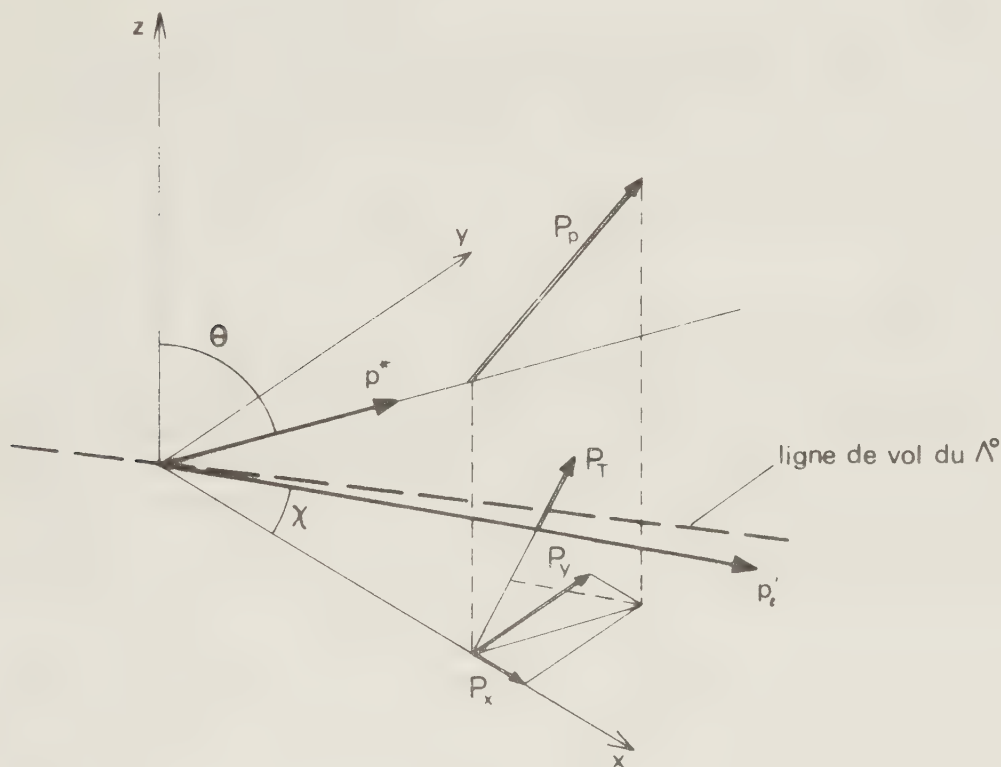


Fig. 3-1 Polarisation transversale P_T

Dans la figure 3-1 le vecteur $\vec{p}^*$, attaché au plan x-z, représente l'impulsion du proton dans le système de repos du lambda. $\vec{p}'$ est l'impulsion du proton dans le laboratoire projetée sur le plan de production x-y. $\vec{p}$ forme un angle χ avec l'axe x. P_x et P_y sont les composantes de polarisation du proton données par les relations (2.2). Nous désignons par P_T la composante de polarisation normale à $\vec{p}'$ et parallèle au plan x-y. On a clairement

$$P_T = P_y \cos \chi - P_x \sin \chi.$$

La polarisation transverse P_T s'écrit alors en termes de α , β et δ

$$P_T = (\beta P_A \cos \chi - [\alpha + P_A(1-\delta) \cos \theta] \sin \chi) \frac{\sin \theta}{1 + \alpha P_A \cos \theta}, \quad (3.1)$$

d'où on tire la part P_β due au paramètre β

$$P_\beta = \beta P_A \frac{\cos \chi \sin \theta}{1 + \alpha P_A \cos \theta} = \beta R_\beta. \quad (3.2)$$

P_β n'est pas identique avec la partie de $\beta \vec{P}_A \times \hat{q}$ qui reste transversale à $\vec{p}_e$ puisque P_T est définie comme étant transversale à $\vec{p}_e'$ et non à $\vec{p}_e$. Mais $\vec{p}_e$ et sa projection $\vec{p}_e'$ sont suffisamment proche, pour que la différence de ces composantes de polarisation soit négligeable dans les considérations qui vont suivre; l'argumentation s'en simplifiera.

Nous pouvons dire alors que, pour faire une bonne mesure de β , il faut choisir des événements où P_β , donc R_β , est grand. On trouve facilement que R_β devient maximum pour $\chi = 0^\circ$ et $\cos \theta = -\alpha P_A$. En utilisant $\alpha = 0,62$ et $P_A = 1$ on obtient $\theta = 128^\circ$. Nous tirerons les conclusions de ces résultats plus tard.

Précision de β

Si on veut estimer l'efficacité de différentes propositions expérimentales, il faut savoir comment est composée $\delta\beta$, l'erreur statistique de β . $\delta\beta$ est fonction de l'angle χ dans R_β et du pouvoir d'analyse $A(\theta, E_s)$ de l'analyseur pour une diffusion à l'énergie E_s et un angle θ . En se limitant à des diffusions dans un plan perpendiculaire au plan de production, on obtient l'expression

$$\delta\beta = \left[\sum_i A_i^2(\theta, E_s) R_{\beta}^2 \right]^{-1/2},$$

la somme portant sur tous les événements.

Si l'on groupe ensemble tous les événements dont l'énergie initiale du proton E_p et R_β sont les mêmes, on peut séparer le terme

$$\frac{1}{k} \sum_{n=1}^k A_n^2(\theta, E_s)$$

qui ne dépend pas des distributions angulaires de production et de désintégration. A la limite d'un k très grand, le terme devient la valeur d'expectation de $A^2(\theta, E_s)$ que nous désignons par $f(E_p)$.

$$f(E_p) = \frac{N_0}{A} \int_0^{E_p} \frac{dE}{dE/dx} \int_0^\pi 2\pi d(\cos \theta) A^2(\theta, E) \cdot \frac{1}{2} \frac{d\sigma}{d\omega}(\theta, E)$$

où N_0 nombre d'Avogadro
 A poids atomique de l'analyseur
 dE/dx pouvoir de freinage par g/cm^2
 $d\sigma/d\omega(\theta, E)$ section efficace différentielle pour des protons
d'une énergie E

Cette fonction ne dépend que de l'énergie du proton et du matériel diffuseur et peut être calculée indépendamment du reste.

Après avoir remplacé $A^2(\theta, E_S)$, attribué à chaque diffusion du proton, par la moyenne $f(E_p)$, l'erreur estimé de β , dans une expérience où on observe N événements Λ , devient

$$\delta\beta = [N \langle R_\beta^2 f(E_p) \rangle_{Av}]^{-1/2}.$$

La moyenne est prise sur les distributions de production et de désintégration admises par la configuration expérimentale des compteurs. On peut donc considérer l'expression

$$\langle R_\beta^2 f(E_p) \rangle_{Av} \quad (3.3)$$

comme un facteur de qualité de l'expérience.

La courbe $f(E_p)$ pour du carbone est montrée dans la figure 3-2. Elle a été calculée en utilisant les données du pouvoir d'analyse et de sections efficaces différentielles compilées par Peterson¹⁴). Des inélasticités jusqu'à 10 MeV dans les diffusions ont été incluses.

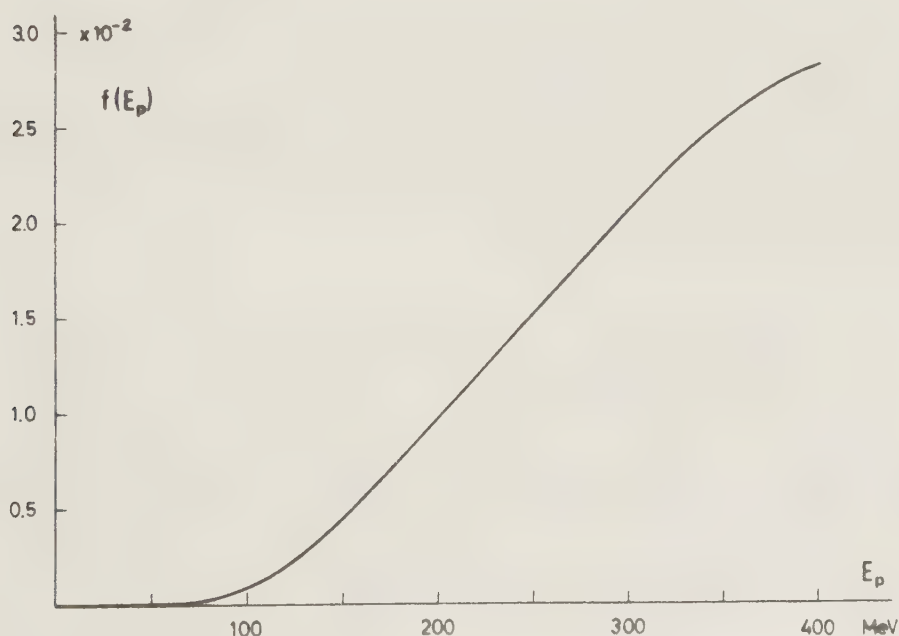


Fig. 3-2 $f(E_p)$, diffusion de protons sur carbone

La tendance ascendante de la courbe reflète le fait que plus l'énergie initiale E_p est grande, plus le parcours dans le matériel diffuseur est grand, donc plus le proton a de chance de diffuser; elle exprime aussi que le pouvoir d'analyse croît avec E_p . $f(E_p)$ est une sorte de pouvoir d'analyse de l'appareil.

Optimisation

L'optimisation de l'expérience a été conduite dans le but de déterminer β avec la plus petite erreur possible dans un temps de machine donné. Ayant estimé le nombre total de lambdas produits dans notre cible d'hydrogène à environ 70 par cycle de machine et désirant prendre environ une photo par cycle, nous avons suffisamment de liberté pour chercher une configuration expérimentale qui ne déclencherait que pour des événements ayant un grand facteur de qualité. Pour trouver la direction générale nous guidant vers l'optimum, on peut faire les considérations suivantes:

Le facteur de qualité (3.3) contient deux facteurs, la sensibilité R_β de la polarisation transversale au paramètre β et le pouvoir d'analyse du polarimètre $f(E_p)$. Nous savons, selon l'expression (3.2), que le premier facteur est maximum pour des désintégrations avec $\theta=128^\circ$ et $\chi=0^\circ$. Or, il est difficile de concevoir une logique simple de déclenchement à compteurs qui choisisse cet angle, donné dans le système de repos du Λ . Cependant la différence de R_β entre 128° et 90° est faible (1,28 au lieu de 1), et ces derniers événements sont ceux où la ligne de vol du proton est parallèle à la ligne de vol du Λ , une direction plus facile à sélectionner dans le laboratoire. Pour l'évaluation des paramètres de désintégration d'autre part, on a également besoin d'un déclenchement symétrique autour de la ligne de vol du Λ . Nous sommes donc amenés à donner notre préférence à des événements où le proton est émis dans une direction parallèle ou antiparallèle à la ligne de vol du Λ . Dans le premier cas le proton a de préférence une haute énergie dans le système du laboratoire et dans le deuxième cas elle est basse. Puisque $f(E_p)$ monte rapidement avec l'énergie (fig. 3-2), on a avantage à choisir des protons émis vers l'avant.

Les conditions cinématiques sont telles que nous obtenons ce type de protons, presque indépendamment de l'impulsion des lambdas, si nous imposons une énergie maximum des pions de 10 à 20 MeV. Toutefois ces pions vont vers l'arrière dans le laboratoire si le lambda est de faible énergie, et vers l'avant si le lambda est de haute énergie. Des lambdas de haute énergie donnent de leur part naissance à des protons de haute énergie dont la polarisation est plus facile à mesurer. En conséquence, un bon événement est caractérisé par un pion de basse énergie allant vers l'avant dans le laboratoire.

Après ces considérations nous pouvons décrire l'apparence d'un bon événement:

- un proton de haute énergie s'écartant, pour des raisons de cinématique, très peu de la direction du faisceau incident,
- un pion de faible énergie formant un grand angle avec l'axe du faisceau.

La figure 3-3 présente le principe d'un arrangement de compteurs sensible à cette topologie. L'anti-compteur C_4 donne son véto si des particules chargées, au lieu de particules neutres, sortent de la cible. Le compteur C_4 détecte le proton de désintégration passant à travers un trou centré en C_2 et C_3 . Le pion de faible énergie doit entrer dans C_2 mais ne pas déclencher C_3 après avoir traversé un absorbant placé entre les deux.

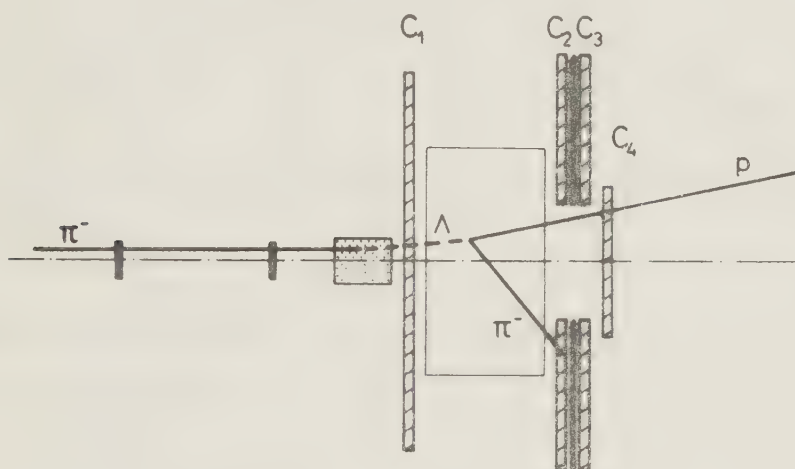


Fig. 3-3 Principe d'une configuration de compteurs choisissant des événements sensibles au paramètre β .

Sur la base de cette configuration on a fait des calculs selon la méthode de Monte Carlo; on a généré des événements artificiels et choisi ceux qui remplissaient les conditions géométriques de déclenchement. Les deux figures suivantes montrent le résultat des calculs pour deux types de déclenchements : en bas des figures l'ensemble des événements; en haut on demande au pions un parcours projeté dans le détecteur de pions entre 0,1 et 2,0 g/cm². Dans les deux cas le Λ doit se désintégrer après la cible.

La figure 3-4 montre la distribution de la composante de polarisation P_β , la polarisation transverse connectée avec β qui est mesuré dans le laboratoire. Pour le calcul on a admis une polarisation du Λ égale à 1 et la valeur théorique de $\beta = -0,08$ a été utilisée. La préférence donnée à des événements ayant un grand $|P_\beta|$ est bien visible.

Une distribution du facteur de qualité d'un événement est représentée dans la figure 3-5. Par rapport à la figure précédente, on tient compte ici de l'aptitude du proton à la mesure de sa polarisation.

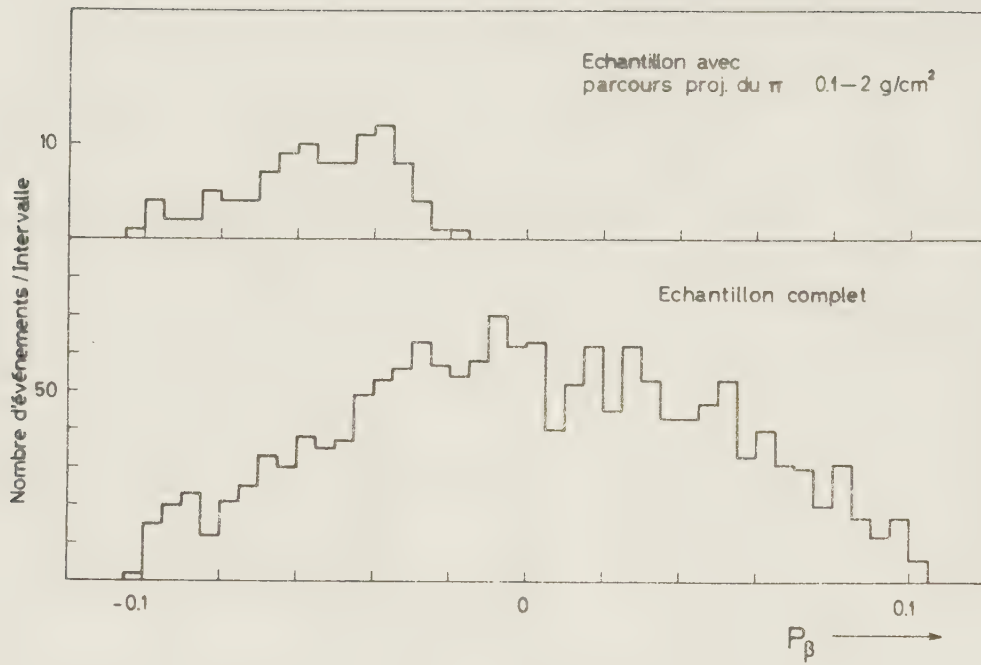


Fig. 3-4 Calcul de Monte Carlo de la distribution de P_β

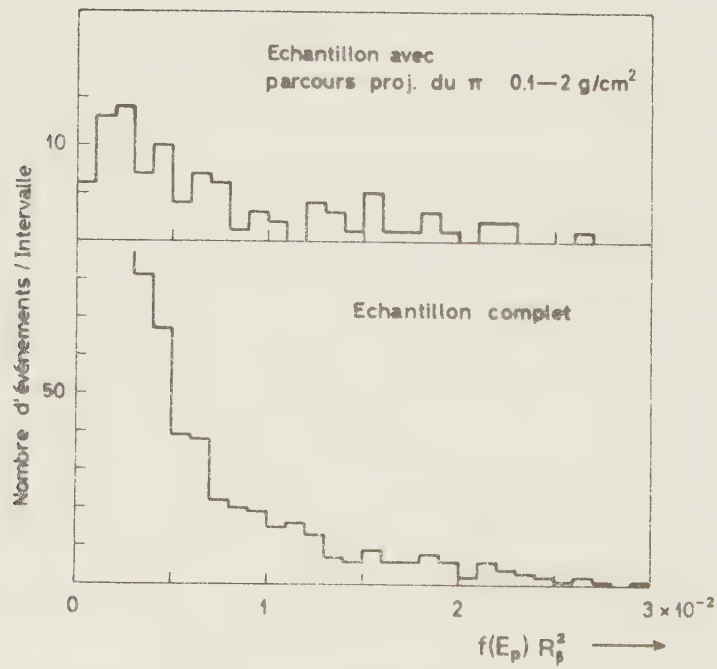


Fig. 3-5 Calcul de Monte Carlo de la distribution du facteur de qualité

3.3 Description de l'expérience

Les Λ sont produits dans la réaction $\pi^- + p \rightarrow \Lambda + K^0$ en utilisant un faisceau de π^- à des impulsions de 1,03 et 1,06 GeV/c issus de la cible interne no. 1 du synchrotron à protons du CERN. La ligne de faisceau a été construite pour obtenir un maximum de pions à basse énergie autour de 1 GeV/c, ce qui permettait de choisir un déclenchement d'autant plus sélectif; la géométrie des compteurs a accepté 1 à 2% des Λ produits dans la cible.

Un schéma de l'appareil expérimental, tel qu'il a été réalisé après l'optimisation, est montré dans la figure 3-6. Le faisceau de pions, dont la résolution en impulsion était en moyenne de $\pm 1\%$, est défini par les deux compteurs F_1 et F_2 et la première chambre à étincelles rend visible sa trace. Il heurte alors une cible d'hydrogène liquide et produit éventuellement un Λ et un K^0 . Le compteur anti F_3 , entourant l'arrière de la cible, doit rejeter toutes les particules chargées, aussi bien des pions qui n'ont pas fait de réaction que des produits de réaction chargés parmi lesquels on trouve aussi des lambdas qui se sont déjà désintégrés. Du fait que le parcours moyen d'un lambda jusqu'à la désintégration est de 5,6 cm, nous gagnons beaucoup d'événements en posant le compteur F_3 aussi près de la cible que possible, soit à l'intérieur de l'enceinte à vide.

La désintégration est observée dans la deuxième chambre à étincelles à plaques minces. Le pion doit être émis à grand angle avec assez d'énergie pour déclencher le compteur $\pi 1$ mais pas suffisamment pour traverser un absorbant de 6 mm d'alu et pénétrer dans le compteur $\pi 2$. Le proton peut passer par un trou de 21 cm de diamètre, aménagé dans les deux compteurs et l'absorbant, et déclencher le télescope à protons $P_1 P_2$. Dans le cas d'une trace à faible angle mais de haute vitesse, la vitesse maximale des protons étant égale à $\beta = 0,71$, le compteur Cerenkov (C) à seuil en anticoincidence rejette l'événement qui peut être un événement parasite causé par la désintégration d'un K^0 ou par une paire d'électrons à la suite de la désintégration d'un π^0 . Le proton entre alors dans des chambres à étincelles à graphite où il subit éventuellement une diffusion utilisable pour l'étude de la polarisation.

Les traces sont enregistrées par photographie et les deux vues stéréoscopiques sont rassemblées sur la même image.

Avec cette configuration des compteurs nous avons un taux de déclenchement de 31 par 10^7 pions incidents, ou environ 1 photo chaque troisième cycle du PS. La différence par rapport à la prévision de un trigger par bouffée s'explique par un nombre trop grand de traces de faisceau sur les photos qui nous a contraint de réduire l'intensité. 430'000 photos ont été prises au cours de l'expérience, dont approximativement 60 % montraient un événement V visible.

Tout l'appareillage comprenant compteurs, chambres à étincelles et système optique était monté sur un châssis unique qu'on pouvait fa-

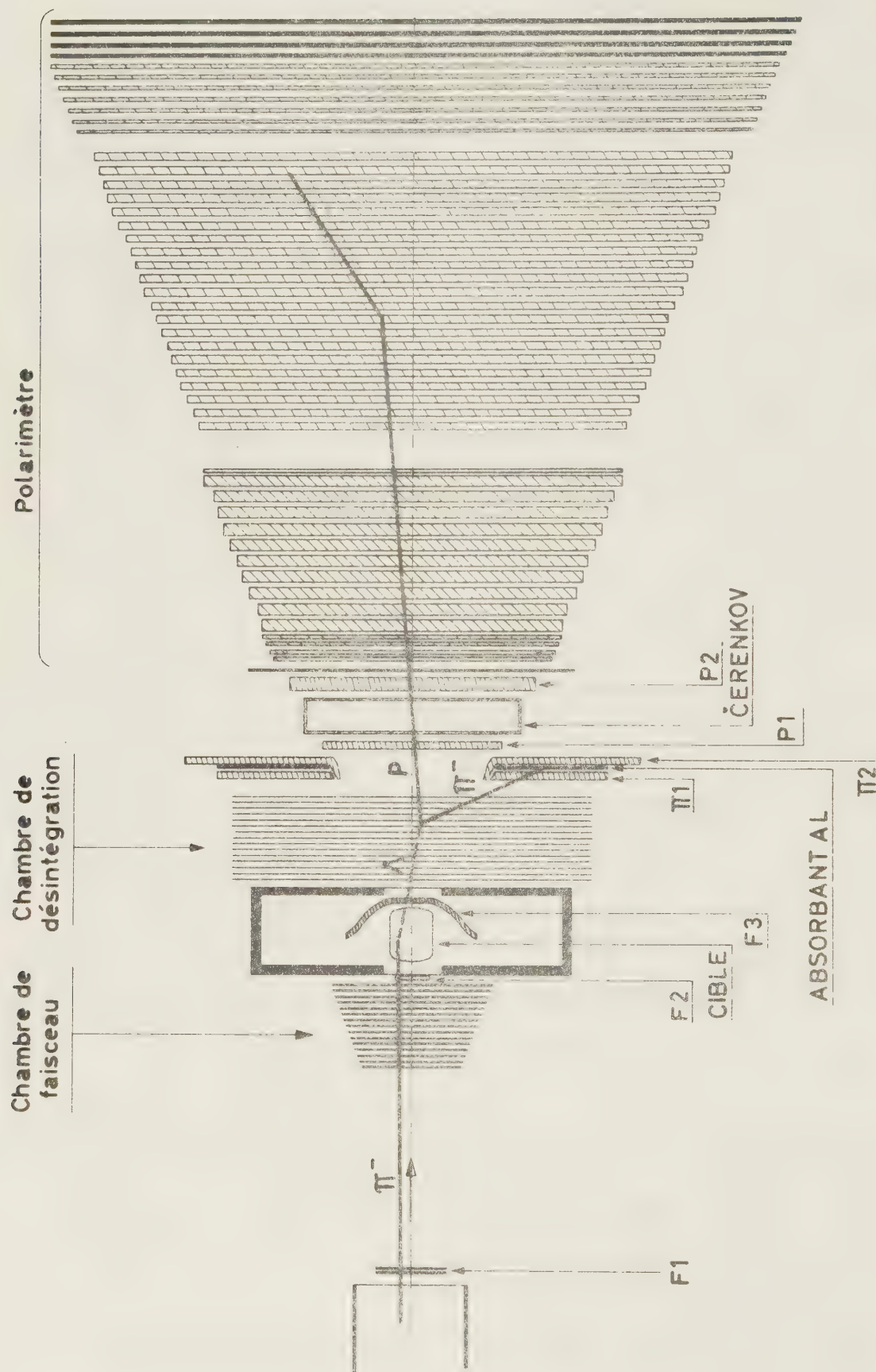


Fig. 3-6 Schéma de l'appareil expérimental. Les traces représentent un événement type

cilement déplacer sur ses roulettes, immobiliser au bon endroit et mettre à niveau à l'aide de quatre vérins. Pour avoir un accès facile aux grands compteurs, de π_1 à P_2 , on les a fixés sur un chariot qui pouvait être tiré hors du châssis principal. Les chambres à étincelles, faisant partie d'un système modulaire, sont indépendantes et glissent sur des rails. Le polarimètre dans lequel les protons sont amenés à diffuser est ainsi constitué de trois modules de chambres à étincelles composées de plaques de graphite avec des épaisseurs de 5 à 15 mm. La caméra observe les chambres du haut par l'intermédiaire d'un miroir suspendu au-dessus des chambres et en même temps de côté par un miroir latéral renvoyant la lumière vers le miroir supérieur.

Une partie du dispositif expérimental, notamment les chambres à étincelles, le système optique et une partie de l'électronique, a déjà servi dans une expérience précédente qui a été décrite en détail dans la thèse de Renevey¹⁵⁾. Ces sujets, à part les modifications, ne seront donc traités que sommairement dans le chapitre suivant.

4. Détails du dispositif expérimental

4.1 Faisceau de pions

Nous avons construit la ligne de faisceau (q_{3b}) pour amener à l'endroit de notre expérience des pions ayant une impulsion d'environ 1 GeV/c, produits dans une cible interne du PS. Les objectifs de base de ce projet étaient :

- intensité, par rapport au nombre de protons traversant la cible interne, environ $5 \cdot 10^5 \pi^- / 5 \cdot 10^{11} p$
- résolution en impulsion au minimum 1 %
- largeur du faisceau au point focal inférieur à 5 cm.

En outre notre faisceau devait être compatible avec un faisceau voisin (q_{3a}) qui était commun à q_{3b} dans la première partie.

La figure 4-1 montre l'aménagement de la ligne qui part sous un angle de $23,5^\circ$ de l'anneau du PS. Les pions sont produits dans la cible interne no. 1. Les quadripôles Q_1 , Q_2 , et Q_3 focalisent les particules d'une certaine impulsion sur la fente d'impulsion, l'impulsion choisie au centre étant déterminée par le champ magnétique de l'aimant de déflexion. Q_3 agit aussi comme lentille de champ sur les particules hors de l'impulsion nominale.

A l'endroit de la fente d'impulsion, la dispersion chromatique est de 3 cm pour une variation de l'impulsion de 1 % et l'image de la cible est environ de 1,7 cm; la meilleure résolution en impulsion est donc d'environ $\pm 0,3\%$. Dans la deuxième partie de la ligne il n'y a plus de déflexion, de cette façon la même résolution est gardée au foyer final.

Les trois quadripôles Q_4 , Q_5 et Q_6 forment l'image au foyer final. Ce dernier est centré sur notre cible. Le grandissement horizontal en ce point est de 0,6.

Le faisceau était contenu dans des tubes sous vide sur toute sa longueur.

La variation du pouvoir de déflexion pour les différentes trajectoires possibles dans l'ouverture de l'aimant de déflexion a été mesurée et est de l'ordre de 10^{-3} , elle est donc négligeable. Nous avons aussi contrôlé les effets d'hystérèse. Pour des courants proches de ceux requis pour des particules de 1 GeV/c, la différence maximum du champ était de $\pm 1\%$.

La relation exacte entre le courant dans l'aimant de déflexion et l'impulsion de la particule sur la trajectoire nominale a été déterminée par la méthode du fil flottant. En estimant l'erreur de la détermination absolue de l'impulsion, on a tenu compte des erreurs de calibration de l'aimant de déflexion, des champs de fuite et des erreurs d'alignement. Par addition quadratique un $\Delta p/p$ total plus petit que $6 \cdot 10^{-3}$ est obtenu.

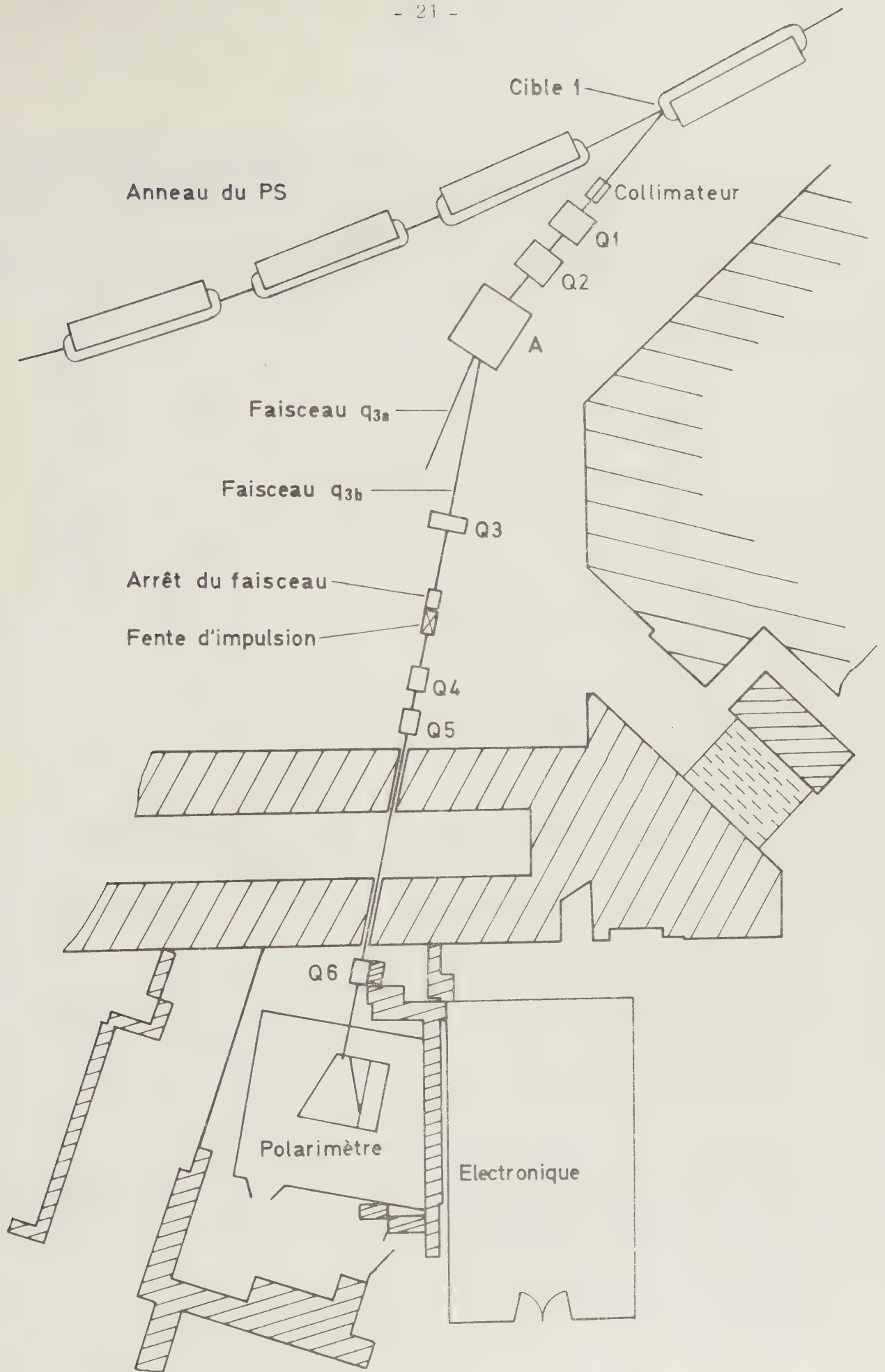


Fig. 4-1 Aménagement du faisceau q_{3b}

La figure 4-2 montre l'intensité du faisceau de pions négatifs de 1,03 GeV/c, intensité mesurée par rapport au protons interagissant dans la cible interne, près du foyer final en fonction de l'ouverture de la fente d'impulsion. La dispersion dans le plan de la fente étant de 3 cm par 1 % $\Delta p/p$, on tire du graphique que dans une bande d'impulsion de ± 1 % on mesure une intensité de $7 \cdot 10^4 \pi^-$ par 10^{11} protons traversant la cible.

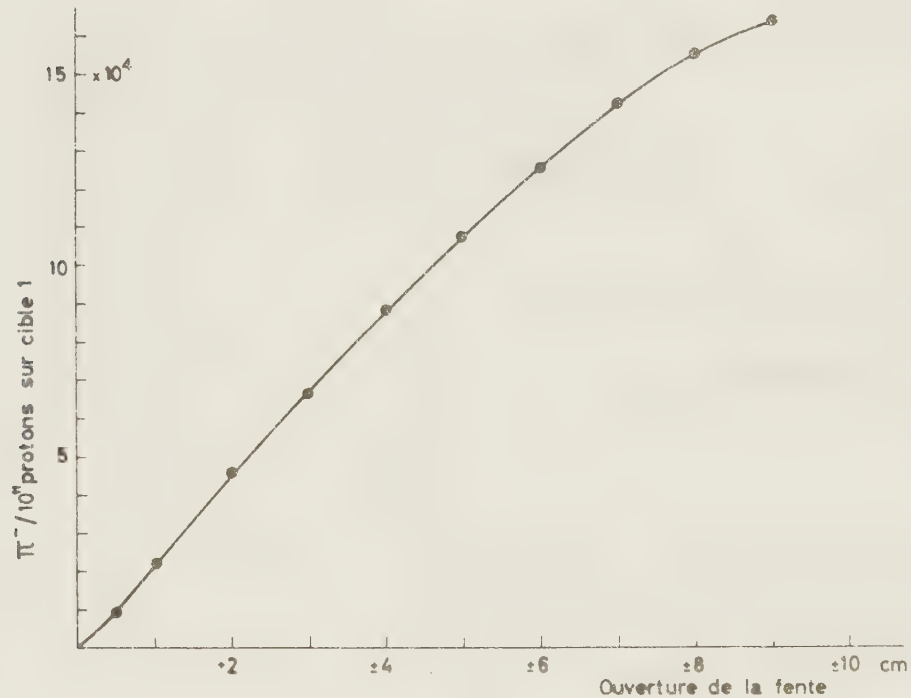


Fig. 4-2 Intensité du faisceau de π^- près du foyer final

Nous n'avons pas essayé d'analyser la contamination du faisceau par d'autres particules parce que la logique de sélection de notre expérience est jugée suffisamment bonne pour éliminer un bruit de fond de cette provenance. Les contaminations par des kaons et des antiprotons sont d'ailleurs estimées à quelques pour-cents, de même pour les électrons et muons. Dans les mesures d'intensité les parasites sont alors négligés et toutes les particules négatives sont supposées être des π^- . Pour des particules positives nous avons utilisé le compteur Cerenkov à seuil pour séparer les protons, de sorte que le faisceau positif est supposé être composé de pions positifs et de protons. Dans la figure 4-3, les intensités des faisceaux des deux polarités sont portées en fonction de l'impulsion.

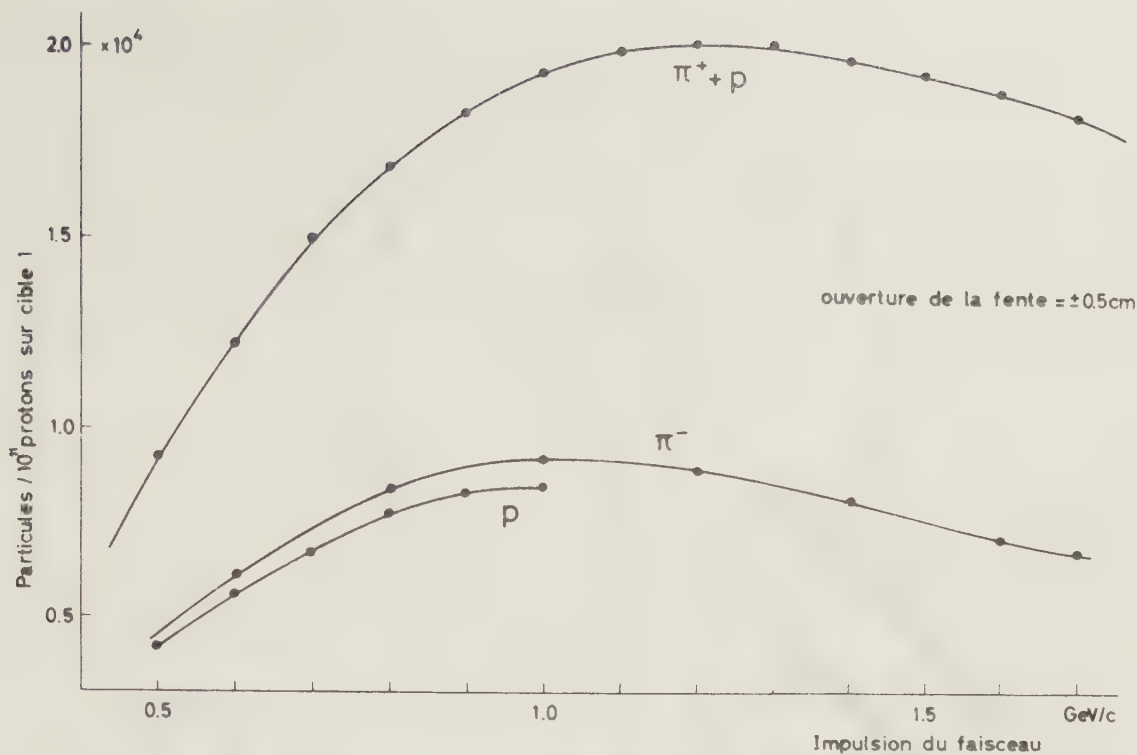


Fig. 4-3 Intensité du faisceau q_{3b} en fonction de l'impulsion

4.2 Cible d'hydrogène

La décision d'utiliser le polarimètre construit par notre laboratoire entraînait, pour des questions d'espace disponible, quelques restrictions quant à l'aménagement de la cible. La cible proprement dite, ou chambre de diffusion, devait être séparée du réservoir d'environ 60 cm et la longueur totale de l'enceinte à vide était limitée à 14 cm. Le parcours moyen d'un Λ de la création jusqu'à la désintégration se monte à environ 5,6 cm tenu compte du temps de vie et du spectre d'énergie accepté dans cette expérience. Pour pouvoir identifier l'événement, seuls les Λ se désintégrant après le compteur anti F_3 étaient acceptés. Dès lors une cible beaucoup plus longue qu'un parcours moyen n'augmente que très peu le nombre des événements et une longueur optimale de 8 cm fut choisie.

Une vue partielle de l'ensemble cible-réservoir est représentée dans la figure 4-4. Le réservoir d'hydrogène est d'un type standard CERN, un cylindre principal entouré d'un deuxième cylindre, les deux refroidis par l'hydrogène s'évaporant du premier cylindre. Ainsi on a pu se passer d'azote liquide. La chambre à diffusions était alimentée par un tube en cuivre connecté au fond du réservoir principal, un deuxième tube qui servait d'échappement, menait de la cible vers le haut du cylindre principal. Un tube de cuivre de 6 cm de diamètre dont les ouvertures étaient fermées par deux calottes en mylar de 0,2 mm

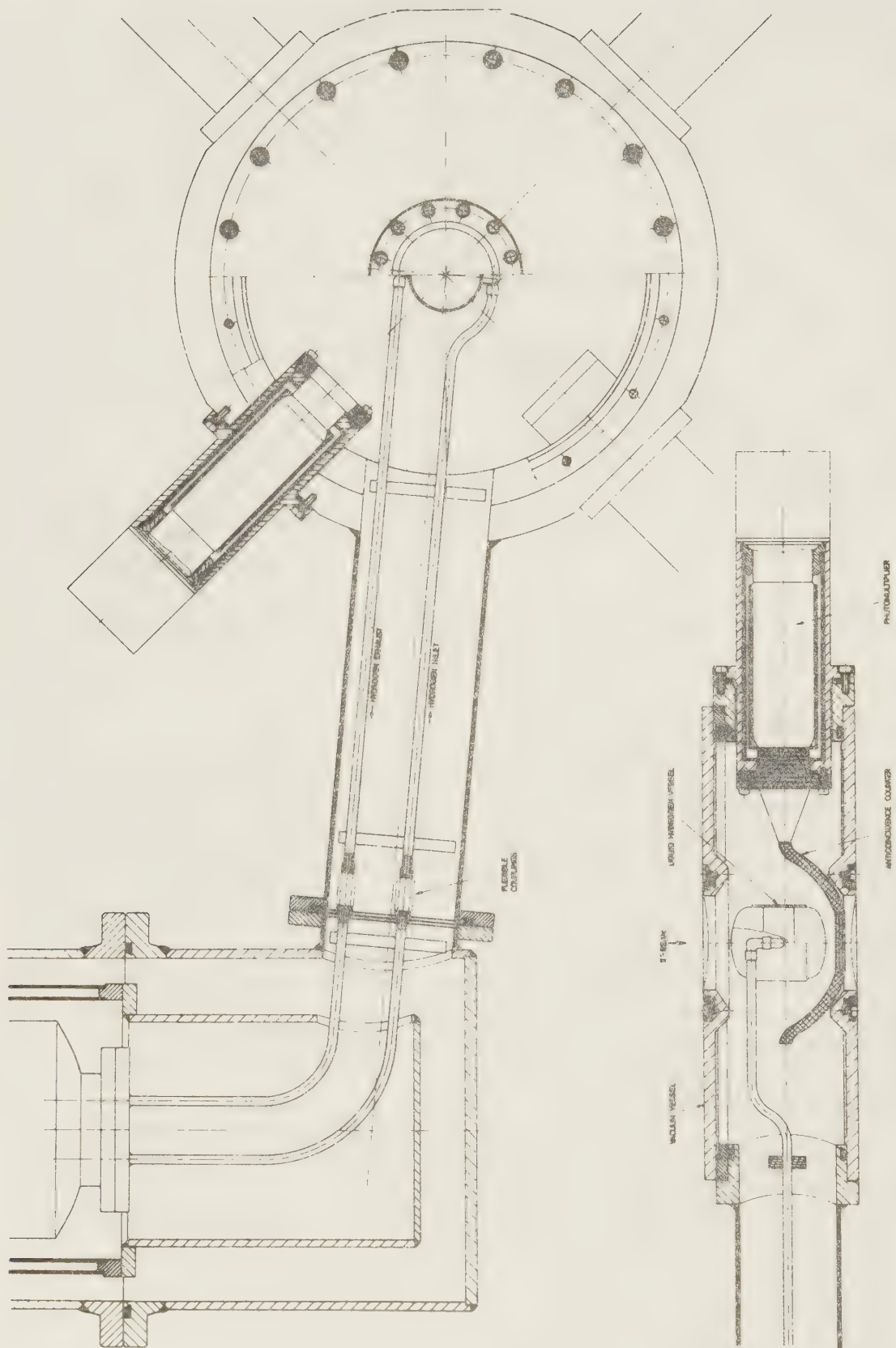


Fig. 4-4 Cible d'hydrogène

d'épaisseur, contenait l'hydrogène liquide balayé par le faisceau. Quelques 30 feuilles de mylar aluminisé, chacune d'une épaisseur de $1,25 \cdot 10^{-2}$ mm, enveloppant la cible et les tubes, protégeaient le tout du rayonnement thermique.

Nous avons inclus le compteur anti F_2 dans l'enceinte à vide pour pouvoir l'approcher le plus possible de la chambre de diffusion en vue d'accepter un nombre maximum de lambdas. En conséquence le corps de l'enceinte a été développé pour porter les phototubes. Des détails plus précis concernant le compteur sont donnés dans la section 4.4.

4.3 Chambres à étincelles

Du point de vue physique nous distinguons deux types de chambres; d'une part les chambres à l'avant du polarimètre pour donner uniquement les traces des particules, à plaques très minces réduisant les interactions à un minimum, et d'autre part les chambres à plaques de graphite qui entraînent le proton à diffuser.

L'ensemble est divisé en 5 chambres modulaires indépendantes (fig. 4-5). Les unités 1, 3, 4 et 5 font partie d'un système développé à notre institut (LPNEUG) et l'unité 2 est un modèle standard du CERN. La description se bornera aux caractéristiques importantes pour la physique. Pour des détails de construction des modules LPNEUG, le lecteur est renvoyé à la réf. 15.

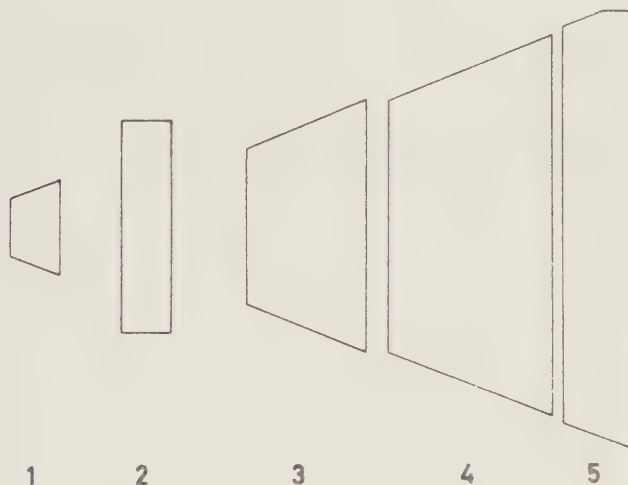


Fig. 4-5 Unités de chambres à étincelles

Nous avons les unités suivantes :

1) détermine la direction du pion incident. La chambre contient des plaques minces constituées de feuilles d'aluminium collées sur un cadre d'acier d'épaisseur de 2 mm.

2) montre le proton et le pion de désintégration. Un élément

de cette chambre est constitué d'une feuille d'aluminium collée sur un cadre de plexi de 8 mm d'épaisseur dont 3 côtés sont polis optiquement pour l'observation des étincelles. Les cadres sont assemblés selon le nombre des intervalles désirés et fixés dans une carcasse métallique. Les faces de cette enceinte qui sont parallèles aux plaques ont des fenêtres de mylar tandis que les trois faces d'observation ont des fenêtres de verre optique.

3) est une chambre de diffusion et contient en grande partie des éléments composés de 3 plaques de graphite distinctes : 2 plaques d'une épaisseur de 5 mm recouvertes de feuilles d'aluminium et une plaque interstitielle de 5,5 mm d'épaisseur. Les deux premières plaques du module sont constituées de feuilles d'aluminium tendues sur des cadres en acier d'une épaisseur de 5 mm, les deux suivantes et la dernière sont des plaques de graphite simples également recouvertes d'alu.

Le début de la chambre a une faible densité superficielle pour faciliter l'interprétation de la direction du proton après les compteurs. En effet le proton pourrait déjà avoir fait une diffusion dans les scintillateurs ou dans l'eau du Čerenkov et s'il subissait une diffusion dans la première plaque déjà, on pourrait difficilement distinguer les deux interactions.

4) est la deuxième chambre de diffusion; elle est équipée de plaques de graphite d'une épaisseur uniforme de 10 mm.

5) est la chambre d'arrêt. Elle contient 7 plaques de graphite suivies de 4 plaques d'aluminium, les deux types ont une épaisseur de 5 mm.

Les caractéristiques complètes sont présentées dans le tableau 4-1.

Toutes les chambres étaient remplies de Hénogal ($\text{He} + \text{Ne}$) à la pression atmosphérique.

Tableau 4-1 Constitution des chambres à étincelles

Chambres	1	2	3	4	5
Interplaques (mm)	6	8	6	8,5	10
Plaques	feuille Alu 1 *	feuille Alu 2	a) feuille Alu 3 b) Graphite 1 c) Graphite 2	Graphite 1	a) Graphite 1 b) Alu
Epaisseur (mm)	2	0,02	a), b) 5 c) 16	10	5
Nombre	15	15	a) 2 b) 3 c) 10	21	a) 7 b) 11
Hauteur (mm)	420	620	540	540	540
Largeur (mm) min. - max.	261 - 347	620	385 - 588	600 - 872	931 - 1026
Equivalent graphite (g/cm ²)	0,17	0,12	29,87	35,30	11,18

* Constitution des plaques :

Alu 1 2 feuilles Alu de 0,02 mm sur cadre acier
Alu 2 1 feuille Alu de 0,02 mm sur cadre plexi
Graphite 1 2 feuilles Alu de 0,02 mm sur plaque graphite
Graphite 2 plaque interstitielle de 5,5 mm

4.4 Compteurs

A l'exception du compteur Čerenkov tous les compteurs utilisés dans cette expérience étaient des compteurs à scintillations avec des scintillateurs en plastique. Le tableau 4-2 donne les dimensions des compteurs et le nombre des tubes photomultiplicateurs, des 56 AVP, qui les observent.

Tableau 4-2. Compteurs

Compteur	PM	Dimensions du scintillateur (en cm)
F1	1	10 x 10 x 0,3
F2	1	ϕ 5 x 0,3
F3	4	calotte ϕ 17 x 1
π 1	4	53 x 53 x 1, trou ϕ 21,5
π 2	4	63 x 63 x 1, trou ϕ 20,5
P1	1	25 x 25 x 1
P2	2	33 x 33 x 2
C	8	25 x 25 x 5, eau + sel d'amine G

Les compteurs F1 et F2 définissent le faisceau de pions incidents. Le diamètre de F2 est inférieur au diamètre de la cible (6 cm) de manière à éviter des déclenchements sur interaction avec le matériel de fixation de la cible.

Une place importante dans la sélection des événements était dévolue à l'anticompteur F3 qui devait donner son veto à chaque passage d'une particule chargée, principalement des pions n'ayant pas fait d'interaction, et libérer la logique seulement à l'occasion d'un événement neutre. Les trois points suivants ont conditionné sa construction :

- Pour avoir un taux maximum d'événements le compteur doit être aussi proche de la cible que possible. Nous avons estimé que le taux augmente de 50 % si on place le compteur à l'intérieur plutôt qu'à l'extérieur de l'enceinte.
- L'efficacité de collection de la lumière doit être très bonne, surtout pour la lumière produite dans la partie du scintillateur exposée au faisceau, car les pions peuvent pénétrer sur une courte distance dans le scintillateur sans déclencher le compteur avant de produire des particules neutres. Les interactions parasites importantes échappant ainsi au veto sont l'échange de charge $\pi^+p \rightarrow \pi^0+n$ et la production de Λ . Ces derniers ne sont pas désirés parce que le scintillateur, étant composé principalement de carbone, fournit

des Λ de moindre polarisation que l'hydrogène. Du fait que la précision de β dépend de la polarisation, l'admission de lambdas provenant du carbone augmenterait le nombre des événements nécessaires pour obtenir une précision donnée.

- c) Des particules autres que le Λ , produites dans la cible ou dans le mylar entourant la cible, peuvent se convertir en particules chargées par interaction avec la matière présente sur sa trajectoire; elles déclencheront inutilement la logique si la topologie de la réaction ressemble à un bon événement. Un minimum de matière après la cible réduit le taux des photos sans valeur.

Ces considérations ont abouti au compteur représenté en coupe dans la figure 4-4; un scintillateur en forme de calotte (voir fig. 4-6) entourant partiellement la cible est placé à l'intérieur de l'enceinte à vide. Vue de la fenêtre d'entrée de la chambre de diffusion le scintillateur s'étend sur un angle de 130° . Un trou de 5 cm de diamètre au centre de la calotte permettait d'expérimenter diverses épaisseurs de scintillateur. Le compromis optimal entre la détection de particules au minimum de ionisation et le taux de matérialisation de particules neutres fut trouvé avec un scintillateur de 0,75 cm d'épaisseur. 4 photomultiplicateurs regardent le scintillateur par l'intermédiaire de guides de lumière façonnés de manière à donner un rendement maximum de collection de la lumière pour les photons venant de la partie centrale.



Fig. 4-6 Anticompteur F3

Dans une certaine mesure le rendement d'un compteur dépend de la manière dont on le détermine. Fixé dans notre dispositif expérimental et avec cible vide, nous avons mesuré à l'aide de la coïncidence $F1 \cdot F2 \cdot P1 \cdot P2$ une inefficacité de $7 \cdot 10^{-5}$ tandis qu'en dehors de l'ap-

pareillage, avec un bon télescope de compteurs des deux côtés, l'inefficacité était inférieure à 10^{-5} . Des essais indiquent qu'avec la première méthode des particules neutres, produites dans le matériel situé entre F2 et notre anticompteur, sont enregistrées comme inefficacité. En tenant compte de la matière interposée, des estimations de la fréquence de cette réaction donnent à peu près le taux mesuré. Le premier chiffre sera donc une inefficacité de travail et le deuxième une inefficacité vraie.

Les compteurs $\pi 1$ et $\pi 2$ sont de forme carrée avec un trou au centre pour laisser passer les protons. Un anneau de scintillateur, collé du côté amont de $\pi 2$ à la circonférence du trou (fig. 4-7) aug-

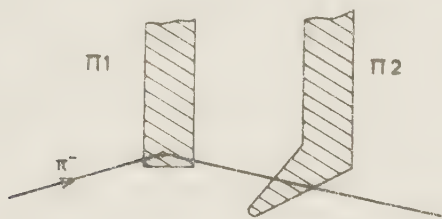


Fig. 4-7 Bord intérieur de $\pi 2$

mente sensiblement son efficacité. Nous rappelons que $\pi 2$ doit rejeter des événements dont le pion a une énergie trop grande. Ce pion peut provenir de la désintégration d'un Λ , le proton étant émis vers l'arrière dans le système de repos du Λ , ou de la désintégration d'un K^0 en 2π . Les pions de ces processus peuvent diffuser dans le bord

de $\pi 1$ vers l'intérieur du trou et éviter $\pi 2$. On pourrait les rattrapper en diminuant le diamètre du trou de $\pi 2$ mais on créerait alors un angle mort important qui nous ferait perdre inutilement de bons événements. L'extension du compteur $\pi 2$ détecte les diffusions et réduit l'angle mort à un minimum.

Les deux scintillateurs sont observés chacun par 4 PM attachés par paires aux deux bords opposés d'un compteur. La figure 4-8 montre la disposition pour $\pi 1$; en le tournant d'un quart de tour, on obtient

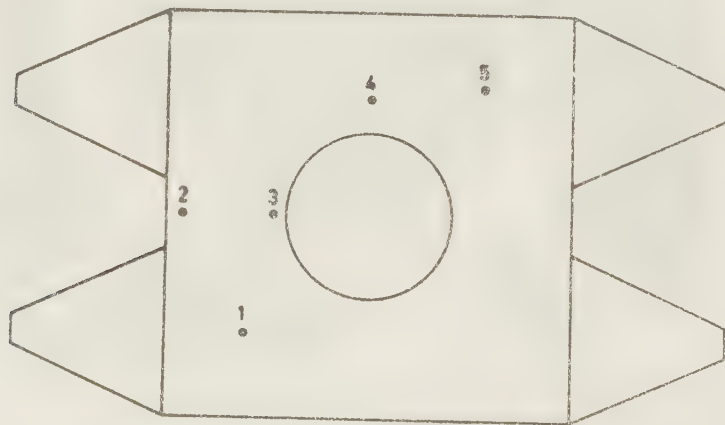


Fig. 4-8 Compteur $\pi 1$ avec points de mesure

l'arrangement de $\pi 2$. Le trou au centre introduit une forte asymétrie du flux lumineux arrivant aux PM lors d'un éclair de scintillation ce qui nous a fait redouter une efficacité de détection non uniforme causant de fausses asymétries dans la diffusion du proton. En principe on n'aurait pas besoin d'exiger un bon rendement global, puisqu'un rendement médiocre, à condition qu'il soit uniforme sur tout le volume sensible, serait suffisant. Il est évident qu'il est difficile d'obtenir une petite variation si le rendement est faible; par contre une bonne efficacité moyenne entraînera automatiquement une sensibilité uniforme. Pour éviter des asymétries il faut donc un bon rendement et si nous exigeons par exemple une efficacité minimale de 99 %, des pertes de 10^{-2} en certains points et de 10^{-4} en d'autres points ne joueront plus de rôle.

Nous nous sommes assurés dès le début d'une uniformité maximum en équilibrant le rendement des photomultiplicateurs, procédé appliqué d'ailleurs aussi aux autres compteurs. Nous avons fait un premier réglage de la haute tension, la recherche du plateau des tubes, en utilisant le faisceau. Puis nous avons posé une source radioactive (Co^{60}) à un endroit bien défini sur le compteur à proximité du guide de lumière d'un tube et nous avons mesuré le taux de comptage. Ceci fait pour tous les tubes du compteur, nous avons réglé la HT de manière à ramener les taux de comptage trop grands ou trop petits vers une valeur moyenne à 10 % près.

Les deux compteurs $\pi 1$ et $\pi 2$ ont été contrôlés en dehors du polarimètre à plusieurs endroits du volume sensible, la figure 4-8 montre, comme exemple, les points de mesure numérotés. Partout les pertes étaient de l'ordre de 10^{-5} sans manifestation d'asymétrie à ce niveau de sensibilité.

Les compteurs P1 et P2 qui définissent l'acceptance des protons de désintégration, posent moins de problèmes. Ils n'ont pas de trou et sont plus petits que les compteurs précédents. Pour des raisons d'uniformité de détection nous voulions aussi munir P1 de deux PM comme P2, mais l'exiguïté des lieux nous a contraint à la solution actuelle avec un seul PM. En dépit de cela, nous avons facilement atteint partout une inefficacité inférieure à 10^{-4} .

Le compteur Čerenkov doit distinguer les pions rapides du faisceau et les protons lents de désintégration. La vitesse des pions de 1,03 GeV/c est de l'ordre de 0,99 c, tandis que la vitesse maximum des protons de désintégration dans le laboratoire est égale à $\beta = 0,71$. Un compteur Čerenkov à eau (indice de réfraction $n = 1,33$) est sensible à partir d'une vitesse de $\beta = 0,75$ et laisse donc passer sans veto nos protons de basse énergie.

L'intensité de la lumière émise par effet Čerenkov dans un intervalle de longueur d'onde $\Delta\lambda$ est proportionnelle à $1/\lambda^2$; l'émission de photons augmente donc fortement vers le bleu et l'ultraviolet. La première chose à faire, pour assurer un bon service, serait alors

d'utiliser des tubes UVP, mais des délais de livraison trop longs nous ont contraints de monter des 56 AYP comme sur les autres compteurs. Pour augmenter le rendement du Čerenkov, nous avons ajouté un sel fluorescent à l'eau distillée. Celui-ci absorbe les courtes longueurs d'onde et les réémet déplacées vers le rouge où la sensibilité de notre système est plus grande. Avec 2-naphtylamine-6,8-disulfonate de sodium et de potassium en concentration de 10 mg/litre d'eau¹⁶⁾ nous estimons que le rendement a augmenté d'au moins un facteur 3.

Nous avons mesuré une inefficacité pour les pions du faisceau de 0,8 %. L'inefficacité combinée de l'anticompteur F3 et du compteur Čerenkov a été mesurée; elle est inférieure à 10^{-5} . Comparant ce chiffre à celui qu'on avait mesuré avec F3 seul, le taux de réjection s'est amélioré d'à peine un facteur 10. Cela n'a rien d'étonnant puisque, comme on l'a déjà remarqué, on arrive au taux de déclenchement dû à la production de particules neutres.

4.5 Electronique

Logique

Les chambres sont déclenchées avec un signal de la coïncidence

$$E = F1 \cdot F2 \cdot \overline{F3} \cdot P1 \cdot P2 \cdot \overline{C} \cdot \pi1 \cdot \overline{\pi2} .$$

En général cela signifie qu'une particule du faisceau a passé à travers F1 et F2 et n'a produit que des particules neutres avant F3. Les particules sans charge ont continué vers l'avant sans influencer F3. Après ce compteur une des particules a donné naissance à deux particules chargées dont l'une est animée d'une vitesse plus petite que 75 % de la vitesse de la lumière et traverse P1, P2 et le compteur Čerenkov. L'angle entre la trajectoire de l'autre et l'axe du polarimètre est suffisamment grand pour que la deuxième particule atteigne les compteurs π . Son énergie est relativement faible. La particule arrive à déclencher $\pi1$ et traverse peut-être l'absorbant mais ne pénètre pas assez profondément dans $\pi2$ pour provoquer un signal utilisable.

Quoique ces conditions ne soient pas exclusives pour un Λ se désintégrant en $\pi^- + p$, elles sont tout de même très sélectives puisque combinées avec les exigences géométriques imposées par la disposition des compteurs. Ainsi 60 % des déclenchements sont faits sur un bon événement.

Une indication de l'importance relative des différentes conditions est donnée par les taux de comptages de particule neutre $F1 \cdot F2 \cdot \overline{F3}$, d'un proton (particule lente) $P1 \cdot P2 \cdot \overline{C}$ et d'un pion de basse énergie $\pi1 \cdot \overline{\pi2}$. Des valeurs typiques, par rapport au nombre de pions du faisceau $F1 \cdot F2 = 1$, sont

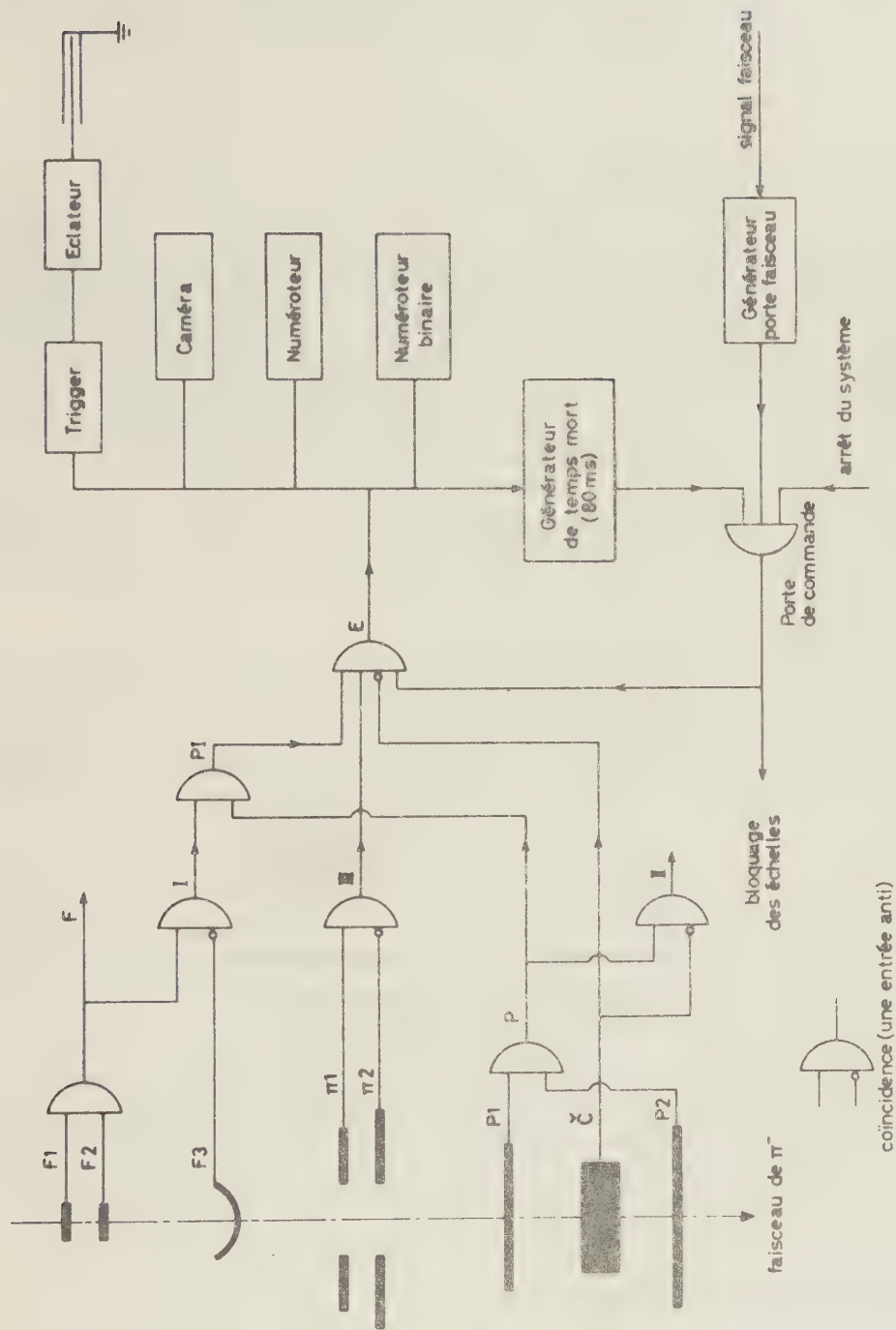


Fig. 4-9 Schéma de principe électronique

$$I = \overline{F1} \cdot F2 \cdot \overline{F3} = 6,4 \cdot 10^{-3}$$

$$II = P1 \cdot P2 \cdot \overline{C} = 1,4 \cdot 10^{-2}$$

$$III = \pi 1 \cdot \overline{\pi 2} = 5,7 \cdot 10^{-2},$$

à comparer avec la coïncidence événement

$$E = I \cdot II \cdot III = 3,1 \cdot 10^{-6}.$$

Ceci représente 31 photos par 10 millions de pions. La coïncidence E, fournissant le signal qui déclenche les chambres à étincelles, faisait avancer le film et les numérotateurs. Cette impulsion mettait aussi en marche un générateur de temps mort qui produisait une impulsion de 80 ms, le temps que prenait la caméra pour se préparer à la prochaine photo. Le signal, à travers la porte de commande (fig. 4-9), bloquait la coïncidence événement de même que les échelles. Le système était aussi bloqué pendant l'absence du faisceau. Une impulsion dérivée du cycle de l'accélérateur ouvrait la porte de commande pendant un intervalle dont le début et la fin pouvaient être réglés avec le générateur de porte faisceau.

Les têtes de compteur sont des unités standard CERN. Toutes les unités logiques sont du type CLR/A, une série de circuits logiques rapides (série A) développés dans notre laboratoire¹⁷⁾. Les caractéristiques sont similaires à celles des autres systèmes en usage: temps de résolution de 2 ns aux niveaux logiques de 0 et -0,7 V, câbles de 75 Ω .

Les câbles de 125 Ω transportant les signaux des PM se terminaient dans la salle d'électronique sur des standardiseurs d'impulsions. Si besoin était, cette unité additionnait les signaux de plusieurs PM, p. ex. les 4 tubes du compteur F3, et donnait à la sortie une impulsion standard qui était envoyée dans les coïncidences.

Les tests de la chaîne électronique s'effectuaient à partir du niveau des standardiseurs d'impulsions. Des impulsions normalisées et convenablement retardées étaient injectées dans ces circuits sur des entrées parallèles à celles où entraient les signaux des PM.

Déclenchement des chambres

Un déclencheur à thyatron suivi d'un éclateur produisaient l'impulsion de haute tension envoyée sur les plaques des chambres à étincelles. Le thyatron à hydrogène classique, du type 4C35, était l'élément le plus lent et il devait être sélectionné pour avoir un temps de transit inférieur ou égal à 80 ns. Son impulsion de sortie était de 6 kV.

La tension de travail de l'éclateur dépend de l'interplaque et du gaz utilisé dans les chambres à étincelles. Avec Hénogal et des distances de 6 à 10 mm entre les plaques nous avons obtenu la meilleure performance pour des tensions comprises entre 7,5 et 9 kV. Le champ de nettoyage était de l'ordre de 130 V/cm.

4.6 Optique

Le dispositif optique était le même que celui décrit par Renevey. Mentionnons brièvement que les deux vues stéréoscopiques sont réunies sur la même photo. Un miroir au-dessus du polarimètre (fig. 4-10) renvoie la vue supérieure vers la caméra placée à la hauteur des chambres à étincelles. La vue latérale exige un deuxième miroir, d'une inclinaison de 49° si on veut éviter des angles morts dans la chambre. Des prismes au-dessus des chambres permettent d'observer les interplaques loin de l'axe optique.

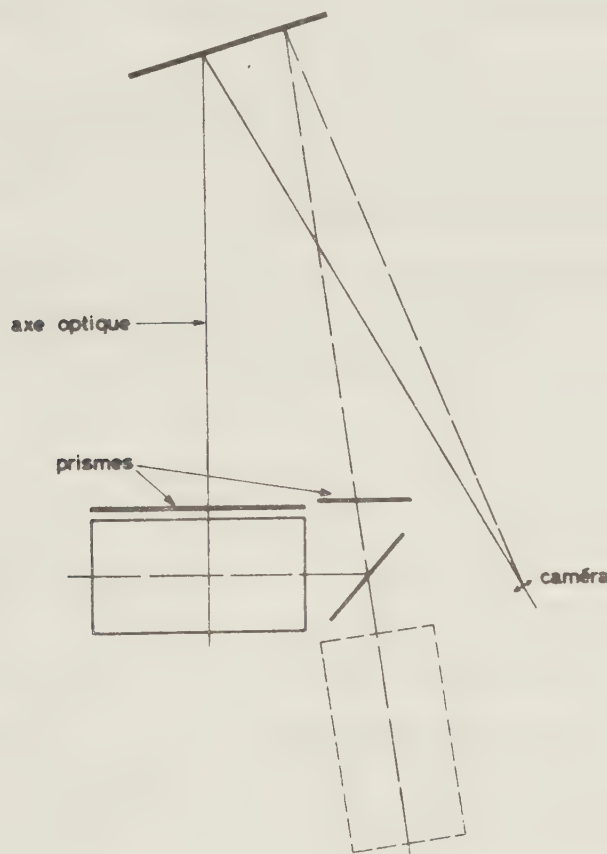


Fig. 4-10 Système optique

Nous avons utilisé du film perforé de 35 mm, réversible, Adox SCF Supertype A. La caméra (Flight Research, modèle 207) avait un objectif de 86 mm de focale et nous avons travaillé avec un diaphrag-

me de 5,6. L'image sur le film mesurait $25 \times 36 \text{ mm}^2$. La cadence maximum de la caméra étant de 15 photos/sec, un temps mort de 80 ms ménagé par l'électronique suffisait donc largement. Il aurait permis de prendre, pendant une bouffée de pions de 300 ms, jusqu'à 4 images par cycle de machine. Possibilité inutilisée puisque le taux moyen des événements était d'environ un pour trois bouffées.

4.7 Prise de données

Malgré le blocage des échelles après la détection d'un événement, les parasites induits par la décharge de haute tension étaient assez intenses pour altérer les taux de comptage. De sorte que nous n'étions pas sûrs des résultats que nous fournissaient les échelles. Ceci nous a contraint à intercaler à intervalles réguliers des expériences sans déclenchement des chambres pour pouvoir surveiller la bonne marche de l'expérience. Ce contrôle était fait après chaque série de 1'000 photos. Avec $5 \cdot 10^{11}$ protons par cycle de machine sur la cible 1, la durée de cette unité de prise de données était d'environ 1,5 heures.

Après chaque série (photos ou uniquement taux de comptages), on perforait sur bande de papier et on imprimait pour lecture immédiate le contenu des échelles et un bloc de données consistant dans les paramètres variables de l'expérience, p. ex. la date, l'impulsion des pions, la logique de déclenchement.

Bien qu'une caméra de télévision, installée à côté de notre caméra de film, nous permettait de surveiller le bon fonctionnement du polarimètre, nous avons développé toutes les 8 heures une vingtaine de photos pour faire un contrôle des chambres à étincelles, des repères lumineux et de l'affichage des numéros de photos.

Après avoir dépouillé et mesuré les premières séries de photos nous nous sommes rendu compte que des traces de faisceau superposées à un bon événement étaient gênantes pour l'interprétation de l'événement. Ne pouvant pas réduire suffisamment le retard entre la production d'un Λ et l'application de la haute tension, nous devons diminuer l'intensité du faisceau. Afin de pouvoir surveiller le taux de traces multiples nous avons installé un circuit qui comptait le nombre de pions se succédant plus rapidement que 300 ms. Un taux de 15 % a été jugé acceptable et on a réglé la largeur de la fente d'impulsion de manière à ne pas trop s'en éloigner. La largeur totale à laquelle nous avons travaillé se situait entre 3 et 4 cm. Elle correspondait à un intervalle d'impulsion de $\pm 0,9 \%$.

5. Acquisition des données

Passer de l'événement enregistré sous forme analogique sur la pellicule jusqu'à sa description en quelques chiffres ayant un sens physique a nécessité plusieurs étapes d'extraction d'informations utiles et de transformation entre systèmes de référence.

La figure 5-1 montre schématiquement les différentes étapes dans la préparation des données.

On a tout d'abord dépouillé le film en recherchant des traces en forme de V accompagnées d'une diffusion du proton présumé. Ces événements ont été mesurés sur une table de projection fournissant les coordonnées sur bande perforée. Après la conversion sur bande magnétique, un programme appelé BELAMA contrôlait si on avait fait des erreurs pendant la mesure et a transféré les bons événements sur une autre bande. RECON a reconstruit l'événement par un procédé d'itération en termes essentiellement géométriques comme longueur de traces et angles de centre de masse. Dans une prochaine étape POSTAN a calculé à partir de ces éléments toutes les autres grandeurs nécessaires lors de l'analyse finale et a assigné le pouvoir d'analyse des diffusions.

On aurait pu, dès ce moment, faire de la physique avec les événements, soit calculer α et β , soit établir des histogrammes. Mais toutes les données étaient contenues sur 20 bandes, donc difficiles à manipuler. C'est pourquoi un programme appelé COMPRESS, devait comprimer au minimum l'information retenue pour la suite, quitte à être obligé de refaire ce passage, si plus tard, dans un cas particulier, on s'était aperçu qu'une grandeur secondaire ne figurait pas sur ces bandes.

5.1 Mesure

Dépouillement

Pour être retenu au dépouillement, un événement devait normalement présenter les caractéristiques suivantes (fig. 5-2) :

- 1) Trace dans la chambre 1 à peu près parallèle à l'axe du polarimètre, dans la chambre 2 un V avec ou sans intersection visible, trace du proton devant s'arrêter dans la chambre 3 ou plus loin.
- 2) Le proton doit diffuser au moins de 3° .

Le pouvoir d'analyse à 3° est de l'ordre de 0,1 ou plus faible encore. La contribution à la précision des paramètres de désintégration des diffusions d'un angle plus petit est négligeable.

- 3) Il faut plus de deux étincelles après la diffusion.

Autrement l'angle de diffusion n'est pas assez bien défini.

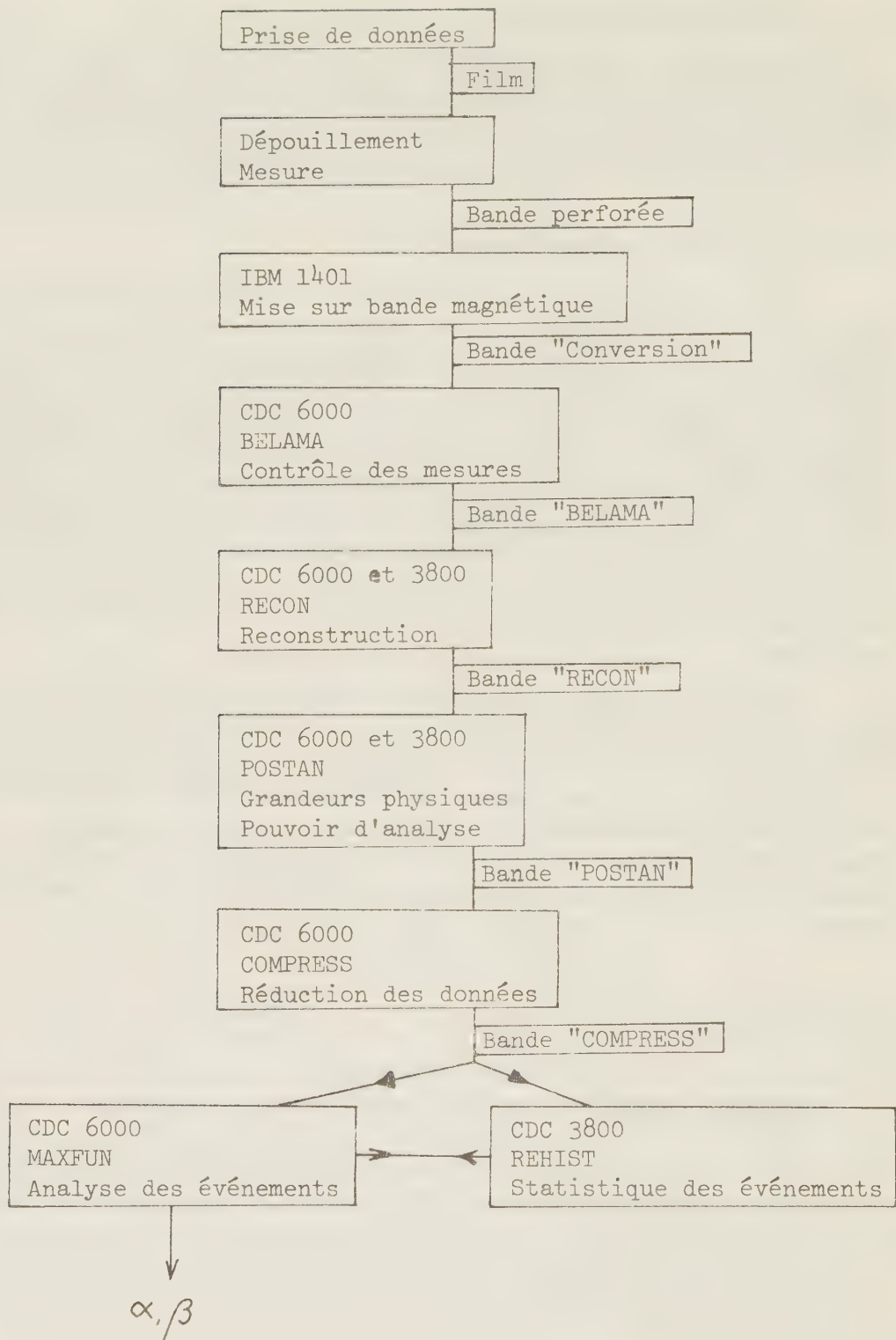


Fig. 5-1. Acquisition des données

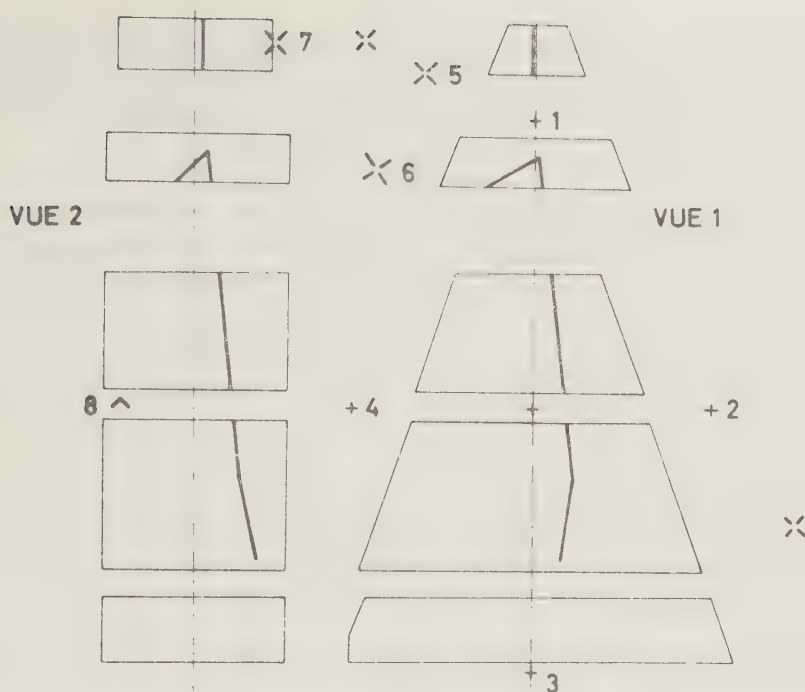


Fig. 5-2 Photo schématisée

4) S'il y a diffusion multiple, on admet une seule diffusion plus grande que 30° .

La probabilité d'avoir des diffusions inélastiques et des changements de direction du spin devient importante aux grands angles. Si dans la première diffusion on a seulement un manque de connaissance de l'inélasticité, dans la deuxième on ne connaît ni l'inélasticité ni l'énergie de diffusion et on ne saurait comment interpréter la polarisation.

5) L'intersection doit se situer après la cible.

Si le Λ est supposé être produit dans l'hydrogène de la cible, il ne peut pas se désintégrer en amont de celle-là et avoir même direction de vol que le pion.

6) Intersection commune dans les deux vues.

7) Rejeter des V très étroits dans les deux vues.

Ces V sont des paires d'électrons.

8) Pas trop de traces parasites.

Les différentes parties de l'événement sont à identifier sans équivoque. En général il est facile de faire la différence entre le pion et le proton grâce au grand angle du pion et la différence d'intensité des étincelles due à la différence de ionisation.

N'ayant pas besoin de connaître le nombre exact de lambdas produits dans cette expérience parce que nous ne mesurons pas de section efficace, on n'a pas fait d'effort pour déterminer exactement les effi-

cacités de dépouillement de toutes les personnes concernées. Un rendement de 70 % a été déduit de comparaisons des nombres d'événements entre deux passages. Si on laisse tomber la condition de diffusion et demande seulement un V, l'efficacité monte à 90 %.

Cette différence s'explique facilement. Pour savoir au dépouillement si un petit angle pouvait être accepté, on a superposé un "patron" de 3° à l'image projetée. L'erreur liée à cette opération de comparaison et de positionnement a pour effet que le même événement n'est pas toujours accepté ou rejeté. Vu que la section efficace de diffusion augmente fortement aux faibles angles, les protons dans un petit intervalle autour de 3° représentent déjà une large fraction du nombre des protons déviés plus fortement.

La grande inefficacité apparente étant un effet de coupure, il n'y a donc pas lieu de s'inquiéter, surtout si on considère que le pouvoir d'analyse attribué à ces événements est petit.

Chaque lambda accepté était noté sur une feuille de dépouillement avec numéro de série et de photo.

Mesure des photos

Les photos ont été mesurées sur des tables de projection digitalisées. Un croisillon, guidé par rails dans les directions x et y, était placé sur le point à mesurer. En pressant sur un bouton, les coordonnées sous forme digitale, correspondant au déplacement en x et y, étaient perforées sur bande de papier.

La mesure d'une photo s'est déroulée selon la séquence suivante:

- 1) Perforer le titre. Il consiste en les numéros de série et de photo, date, numéros du mesureur, de l'instruction de mesure et de la mesure; ce dernier indiquant si c'était la première mesure, une remesure, etc. Cette information est préparée sur un panneau de commutateurs digitalisés.
- 2) Mesurer les marques fiducielles, d'abord les petites croix 1 à 4 (fig. 5-2) qui servent de référence à la reconstruction, puis les grandes marques 5 à 8. La ligne formée par les marques 2 et 4 étant la base principale de longueur connue, ces deux références devaient toujours figurer comme données, une des deux marques 1 et 3, moins importantes, pouvait être absente.
- 3) Mesurer les traces en commençant avec le pion entrant de la vue supérieure (1) suivi du pion entrant de la vue inférieure (2) et continuant de la même manière avec le pion de désintégration et le proton. De chaque trace on mesure 5 étincelles dans chaque chambre qu'elle traverse, on mesure si possible aussi 5 étincelles avant et après la diffusion du proton. La séquence est close avec la mesure du point de diffusion (dernière étincelle avant la diffusion).

On n'a pas mesuré les étincelles qui se trouvaient en dehors de l'alignement d'une trace. Le pion a souvent subi une diffusion dans la chambre 2, on a alors mesuré seulement la première partie droite.

Un chiffre, dit parité, vient s'ajouter sur la bande après chaque couple de valeurs x et y , permettant selon sa valeur, 0 ou 1, de distinguer entre les mesures des deux vues des traces ou les séries de marques fiducielles.

BELAMA

La tâche de BELAMA est de contrôler les mesures et de convertir les coordonnées fournies par les différentes tables de mesures dans un plan de projection au niveau des 4 petites marques fiducielles.

BELAMA s'est assuré des points suivants :

- Tout les repères devaient être mesurés et, s'ils n'étaient pas dans le bon ordre, fait l'identification correcte, tolérant toutefois l'absence des no. 1 ou 3.
- Repères bien mesurés (rapport des distances, angle entre lignes 1-3 et 2-4).
- Les coordonnées sont du bon ordre de grandeur.
- Pas de signes parasites introduits en cours de route (perforation, mise sur bande magnétique).
- Toutes les traces mesurées.

Si tout était en ordre, les coordonnées de la table de mesure étaient transformées en un système dans lequel la marque no. 4 représente l'origine, l'axe x étant fixé par la direction de la ligne 1-3 et l'axe y pointant vers l'intérieur de l'image. Le grandissement linéaire est donné par la distance de 82 cm entre 2 et 4, laquelle est réalisée sur le polarimètre par deux croix gravées dans un bâton de plexi. Si le no. 1 ou 3 ne fonctionnaient pas, l'axe y était défini par la direction de la ligne reliant les marques 2 et 4.

5.2 Reconstruction des événements

Les événements sont reconstruits en deux étapes :

- 1) Reconstruction géométrique préliminaire dans l'espace, trace par trace, pour trouver des erreurs simples de la mesure et établir l'orientation dans l'espace de la normale au plan de diffusion. Les paramètres géométriques calculés serviront comme valeurs de départ à la prochaine phase.
- 2) Reconstruction géométrique et cinématique combinée où toutes les quantités nécessaires pour définir l'événement sont calculées à

l'aide des contraintes imposées par la conservation de l'énergie et de l'impulsion. En partie on garde les paramètres de 1) le reste étant des grandeurs d'intérêt physique plus immédiat, comme p. ex. les variables de centre d'impulsion.

Dans les deux cas on a utilisé la même méthode des moindres carrés, seul le nombre des paramètres était différent. Le trait caractéristique du procédé utilisé est qu'on a aussi gardé dans la deuxième étape les coordonnées des étincelles comme porteur de l'information sur l'événement et que les paramètres définissant des droites, calculés dans la première étape, servent seulement de valeurs initiales pour garantir une convergence rapide dans le problème beaucoup plus compliqué de l'ajustement de l'événement entier.

Le problème général est donc celui de déterminer certaines grandeurs décrivant la production et la désintégration du lambda à partir des positions des étincelles sur le film ou un plan de projection équivalent. La quantité à minimiser est donnée par

$$\chi^2(\alpha_1 \dots \alpha_N) = \sum_{i=1}^n \frac{1}{\sigma_i^2} \left(\mu_i^m - \mu_i^c(\alpha_1 \dots \alpha_N) \right)^2 \quad (5.1)$$

où

- α_k paramètres à déterminer
- σ_i erreur probable de la mesure (déviations standard)
- μ_i^m coordonnée mesurée
- μ_i^c coordonnée calculée avec les paramètres
- n nombre de coordonnées mesurées.

Le fait d'avoir affaire à des coordonnées d'étincelles veut dire que seulement les coordonnées parallèles aux plaques doivent être ajustées. Pour trouver la cote exacte selon l'axe du polarimètre, axe x, on compare la mesure x avec les éléments d'une table établie selon les mesures dans l'espace physique du polarimètre et l'élément le plus proche de la mesure sur le film nous donne la bonne coordonnée de l'interplaque. La distance perpendiculaire aux plaques sera donc une constante dans le processus de minimisation.

Nous allons encore montrer comment la position (x, y, z) de l'étincelle dans la chambre à étincelles est reliée à la position (x, u) dans le plan des prismes.

Image d'une étincelle

Chaque interplaque est photographiée par une caméra à travers un prisme dont l'angle réfractant est tel que les rayons lumineux voyageant parallèlement aux plaques sont déviés dans un plan formé par la caméra et le prisme. A vrai dire, ce serait plutôt une surface

courbe, mais si la caméra est suffisamment loin, on peut considérer la surface comme étant plane.

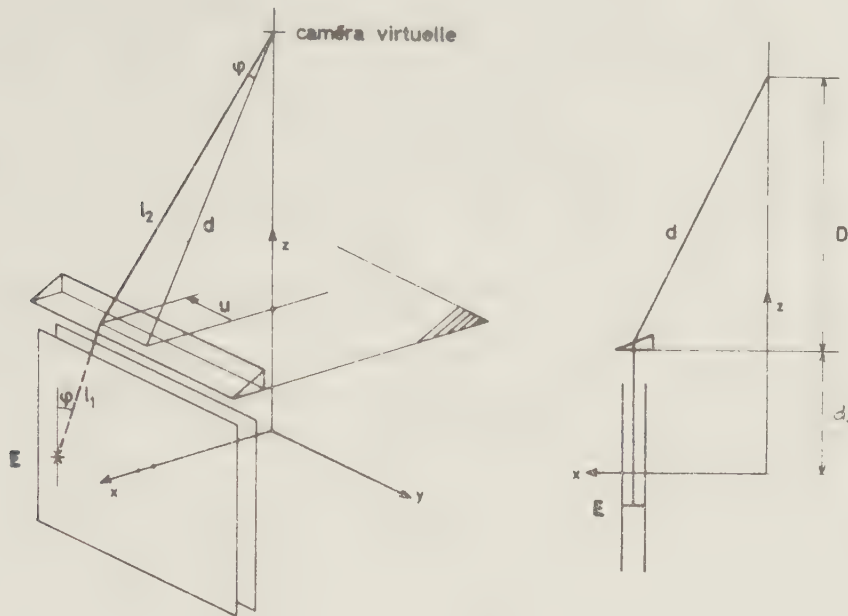


Fig. 5-3 Passage de la lumière à travers les prismes

Pour pouvoir expliquer ce qui se passe, considérons la figure 5-3. Le système de coordonnées (x, y, z) est orienté de façon que le plan des prismes soit parallèle au plan (x, y) , que l'axe optique de la caméra soit confondu avec l'axe z et que les plaques des chambres à étincelles soient parallèles au plan (y, z) . L'axe des prismes est donc parallèle à l'axe y et le plan (x, z) est un plan principal des prismes. $\ell_1 - \ell_2$ représente le rayon lumineux qui, émis de l'étincelle E , atteint la caméra.

La théorie des prismes nous dit alors que l'angle entre le rayon d'entrée et le plan principal est égal à l'angle entre le rayon de sortie et le plan principal, donc

$$\varphi = \angle(\ell_1, \text{axe } z) = \angle(\ell_2, d),$$

d reposant dans le plan (x, z) .

Si on tourne le plan (d, ℓ_2) autour de l'axe du prisme jusqu'à la verticale, ℓ_1 et ℓ_2 deviennent une seule droite et on a

$$u = \frac{y \cdot d}{d + d_1 - z} \quad d = \sqrt{D^2 + x^2}.$$

On peut considérer d comme distance d'une caméra fictive dans le plan de l'interplaque en question.

L'arrangement considéré représente un cas particulier. Si nous prenons un cas plus général en admettant une inclinaison de l'ensemble (axe optique - plan des prismes) dans le plan (y, z), le système (x, y, z) restant fixé à la chambre à étincelles, on obtient avec les grandeurs de la figure 5-4



Fig. 5-4 Axe optique incliné

$$u = \frac{d (y \cos \gamma - z \sin \gamma - d_2)}{d + d_1 - z \cos \gamma - y \sin \gamma} \quad (5.2)$$

On traite la vue latérale en plaçant une caméra virtuelle sous un angle

$$\gamma \rightarrow \gamma_2 = 2(90^\circ - \alpha),$$

α étant l'inclinaison du miroir latéral. L'axe optique de la vue directe est dans ce cas confondu avec l'axe z.

L'expression (5.2) s'applique clairement aussi à la vue directe si l'axe optique a dû être incliné pour une certaine raison ou si après coup on a détecté un mauvais alignement. Pour $\gamma_1 \neq 0$ (vue directe) on a $\gamma_2 = 2(90^\circ - \alpha) - \gamma_1$.

Reconstruction géométrique

On a fait l'ajustement initial des points mesurés d'une trace pour déterminer la position et l'inclinaison d'une droite dans l'espace. Cette droite est caractérisée par 4 paramètres $\alpha_1, \dots, \alpha_4$ qui sont les 2 coordonnées dans le plan $x=0$ et la pente des projections sur les plans (x, y) et (x, z) . Les paramètres initiaux sont nuls, la droite est ainsi approximée par l'axe x . Dériver l'expression de χ^2 selon des changements $\Delta\alpha_i$ des paramètres α_i et évaluer les dérivées à zéro fournit les corrections à appliquer aux paramètres. Si les relations entre les projections u et les coordonnées x et y étaient linéaires, on aurait les bonnes valeurs des paramètres après ce premier pas. Du fait que (5.2) est non linéaire en les $\Delta\alpha_i$ on n'a fait qu'une première approximation des $\Delta\alpha_i$. Mais si on continue l'itération en utilisant $\alpha_i + \Delta\alpha_i$ comme nouvelle valeur d'entrée, on arrive rapidement à la convergence et on s'arrête si l'amélioration du χ^2 tombe en dessous d'une certaine limite.

Pour déterminer la polarisation du proton nous avons besoin de protons diffusés, mais nous avons mesuré également un petit nombre d'événements sans diffusion. Dans le cas d'une diffusion du proton, la mesureuse devait indiquer le point de diffusion. Parce que ceci n'était pas toujours facile pour une diffusion à faible angle, nous avons chargé le programme RECON de trouver l'endroit exact de toutes les diffusions.

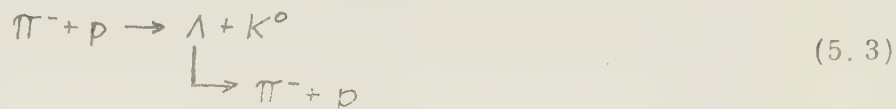
On part du fait qu'en ajustant une trace de proton avec diffusion par une ligne droite, on obtient une probabilité de χ^2 très petite. Si elle était plus petite que 10 % on a commencé à rejeter des points à partir de la fin de la trace et on s'est arrêté si une probabilité d'au moins 10 % était atteinte. Les étincelles rejetées étaient alors interprétées comme trace d'un proton diffusé et ajustées séparément. Si cette méthode ne fonctionnait pas, le point de diffusion mesuré était utilisé pour définir le début de la partie diffusée.

La description de la désintégration demande 7 paramètres : 2 fois 4 paramètres pour 2 traces isolées moins 1 degré de liberté si on demande qu'il y ait intersection. La méthode de calcul de l'intersection était analogue à celle de lignes droites dans l'espace; l'itération se basait sur les coordonnées des étincelles, mais les valeurs initiales des paramètres provenaient de l'ajustement des traces droites.

Reconstruction cinématique

Après cette reconstruction purement géométrique des traces il reste encore la trajectoire invisible du λ à déterminer. Ce pas final est incorporé dans un ajustement où interviennent tous les paramètres nécessaires à la définition de l'événement.

L'énergie du pion incident étant considérée comme fixe, la réaction



peut être décrite à l'aide de 10 paramètres si le proton ne diffuse pas et 3 de plus pour chaque diffusion. Les grandeurs choisies ne sont pas obligatoirement celles qu'on a déjà rencontrées pendant les ajustements aux lignes droites, des variables de centre de masse sont plus intéressantes physiquement. La liste suivante a été retenue :

- α_1 coordonnée y de la trace de faisceau à $x=0$
- α_2 coordonnée z de la trace de faisceau à $x=0$
- α_3 dy/dx de la trace de faisceau
- α_4 dz/dx de la trace de faisceau
- α_5 longueur de la trace de faisceau à partir de $x=0$
- α_6 azimuth du plan de production par rapport à la verticale
- α_7 angle du Λ dans le système c. m. de production
- α_8 longueur dans le laboratoire de la trace du Λ du point de production au point de désintégration
- α_9 azimuth du plan de désintégration par rapport au plan de production
- α_{10} angle du proton dans le système de repos du Λ

s'il y a diffusion :

- α_{11} coordonnée x du point de diffusion
- α_{12} dy/dx du proton diffusé
- α_{13} dz/dx du proton diffusé

L'ajustement de ces paramètres en utilisant la méthode des moindres carrés se déroule en principe comme avant, on part de nouveau des positions individuelles des étincelles. Toutefois le nombre de paramètres plus grand pourrait causer des difficultés de convergence. On a donc intérêt à prendre des valeurs initiales aussi proches que possible du bon minimum. Les paramètres géométriques provenant de l'ajustement de la première phase sont de bonnes valeurs de départ pour le pion de faisceau et la diffusion du proton, les autres quantités seraient déterminées si on connaissait la direction et l'énergie du Λ invisible.

A ce point on ne fait pas usage du parcours du proton dans les chambres à graphite, il sera utilisé plus tard afin de calculer l'inélas-

ticité de la diffusion du proton. Dans ces conditions la cinématique fournit une relation à une contrainte qui dégénère même en une relation sans contrainte si les plans de production et de désintégration sont parallèles. Une situation équivalente arrive si nous laissons tomber provisoirement la relation spatiale entre la trace de faisceau et les traces du pion et du proton, du fait qu'elle n'est pas très précise, et si l'on retient seulement les trois angles bien déterminés entre ces traces. On obtient alors une équation qui contient l'énergie du proton E_p comme seule inconnue mais qui est trop compliquée pour être résolue explicitement.

$$E_{\Lambda}^* = \left[E_{\Lambda} E_{\pi} - p_{\pi} (p_p \cos \theta_{\pi p} + p_{\pi d} \cos \theta_{\pi, \pi d}) \right] \frac{1}{E_{\pi}^*}$$

- E_{Λ}^* énergie du Λ dans le système c.m. de production
- E_{Λ} énergie du Λ dans le laboratoire
- E_{π}^* énergie totale dans le système c.m. de production
- E_{π} énergie totale dans le laboratoire
- p_{π} impulsion du pion incident
- $p_{\pi d}$ impulsion du pion de désintégration
- p_p impulsion du proton

Par des méthodes numériques nous trouvons en général trois solutions dont nous gardons celle qui correspond à l'énergie la plus élevée. En effet, des événements produits par la méthode de Monte-Carlo montrent que ce choix donne la solution correcte dans 98 % des cas.

Une fois E_p trouvé, il est facile de calculer les autres paramètres α_i de l'événement.

Les paramètres α_i déterminés selon cette méthode représentent maintenant les valeurs de départ pour le processus d'itération de la méthode du moindre carré où ils sont encore quelque peu améliorés.

Convergence

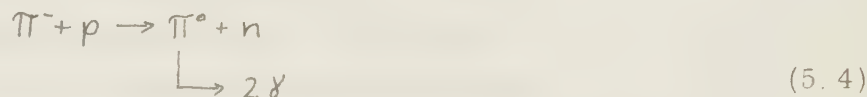
Au total on a mesuré et tenté de reconstruire 34'000 événements ayant diffusé. Puis on a soumis à un deuxième dépouillement les événements qui n'avaient pas convergé ou dont le χ^2 était trop grand. On s'est aperçu qu'une grande partie de ceux-là étaient des photos de mauvaise qualité, dont l'interprétation exacte pour la mesure était difficile, et parfois des événements classés par erreur comme étant des lambdas. Après ce tri on a mesuré une deuxième fois 3'250 événements dont seulement 800 événements n'ont pas convergé dans la reconstruction. Après la remesure on avait environ 29'600 événements ayant diffusé, on conclut donc à une efficacité de la reconstruction de

$$\frac{29'600}{30'400} = 0,975 = 97,5 \% .$$

Nous considérons que ce rapport très élevé signifie que l'ensemble des événements ayant été reconstruits avec succès contient peu de contaminations par du bruit de fond. En effet, avec des événements pris pendant que la cible était vide, on obtient seulement 50 % d'efficacité, indiquant que beaucoup d'événements produits sur des noyaux de carbone divergent s'ils sont reconstruits avec l'hypothèse de production sur l'hydrogène.

5.3 Bruit de fond

On pense que la contribution principale au bruit de fond vient de l'échange de charge



où une paire d'électrons provenant de la conversion des γ ou une étoile à deux branches produite par le neutron peuvent simuler une désintégration du Λ . La probabilité pour chacun des processus est très faible puisque seulement $0,29 \text{ g/cm}^2$ de matériel est présent entre le compteur anticoïncidence et la fin de la chambre de désintégration. Dans cette quantité est aussi inclus $0,8 \text{ mm}$ d'épaisseur insensible de l'anticompteur F3 (épaisseur minimum pour avoir un signal).

Pour avoir une indication de la proportion des pseudo-lambdas parmi les bons événements, nous avons pris trois séries de photos avec des plaques différentes de matière supplémentaire placées juste devant la chambre 2. Les caractéristiques des plaques sont notées dans le tableau 5-1 en même temps que le facteur d'absorption (probabilité d'interaction) pour des γ de 100 MeV qui représente une estimation grossière de la probabilité de conversion des γ de désintégration.

La matière se trouvant normalement entre le compteur F3 et le prochain groupe de compteurs étant composée de feuilles d'aluminium, de mylar et de scintillateur, son coefficient d'absorption μ/ρ effectif se situe entre le plexi et l'aluminium. Nous estimons alors son facteur d'absorption à environ $0,006$ pour l'épaisseur de $0,29 \text{ g/cm}^2$. Si on compare ce chiffre avec celui des trois séries, on voit que l'effet de la plaque de plomb équivaut approximativement à 40 fois la production de paires d'électrons dans des conditions normales tandis que le plexi de la série 1 double à peu près l'effet.

En ce qui concerne les réactions du neutron, l'adjonction de la plaque de plomb augmente la probabilité d'une interaction moins fortement. Une limite supérieure est donnée par le rapport des masses superficielles qui est égal à 9.

Tableau 5-1. Bruit de fond

série	év. par $10^6 \pi^-$	nb. de photos	év. mesurés	év. recons- truits	plaque interposée matière épaisseur (mm) d(g/cm)			abs. des γ à 100 MeV μ/ρ k (cm ² g ⁻¹)	
1	3,7	199	117	108	Plexi	2,1	0,25	0,017	0,004
2	3,4	199	116	104	Al	2	0,54	0,027	0,014
3	2,9	199	118	106	Pb	2,2	2,5	0,1	0,25
n	3,1	199	112	98					

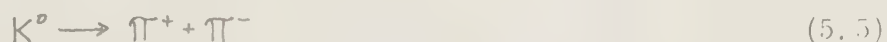
$k = \mu/\rho \cdot d$; facteur d'absorption dans les plaques

n : production moyenne sous conditions normales (sans plaques)

Comparons maintenant ces prédictions avec les résultats du dépouillement des 200 photos de chaque série. Tous les nombres - le taux de déclenchement par rapport au nombre de pions incidents, le nombre des événements mesurables du type V et le nombre des événements reconstruits - restent à l'intérieur des variations statistiques. On ne voit pas de variation systématique en fonction du facteur d'absorption. Bien que le nombre des événements dans les conditions normales soit inférieur à ceux des trois séries d'essai, ce qui pourrait être interprété comme un effet dû aux plaques, il n'y a pas de différence entre les séries 1 et 3. Tenant compte de la grande amplification de la probabilité de matérialisation pour la série 3, on peut alors admettre quelques pourcents au maximum pour la fraction de V provenant d'échanges de charge dans des conditions normales.

En effet, il est très improbable qu'une paire d'électrons ait le grand angle d'ouverture requis par notre géométrie de déclenchement. Le compteur Čerenkov en anticoincidence rejette, en plus, ce type d'événements. Fait confirmé pendant le dépouillement des photos ordinaires où nous n'avons pas vu d'événement dans lequel la trace traversant le compteur Čerenkov montre les caractéristiques d'une trace d'électron, tandis qu'environ 4 % des photos seulement affichent une paire étroite d'électrons déclenchant le compteur pion.

Une autre possibilité de bruit de fond est la désintégration du K^0 produit en association avec le lambda,



au lieu du lambda lui-même. Cependant un calcul de Monte-Carlo de cette réaction dans notre géométrie montre que :

- a) Si un des pions de la désintégration du K^0 passe à travers le compteur $\pi 1$ et l'autre pion à travers $P1$, ce dernier a toujours une vitesse bien supérieure au seuil du compteur Čerenkov.
- b) Seuls quelques pourcents des pions à grand angle ont assez d'énergie pour déclencher le compteur $\pi 2$.

Comme on a vu que l'efficacité des compteurs était très bonne, nous estimons négligeable la contamination par les K^0 .

Pour vérifier ce résultat, 2'000 événements ayant convergé à la reconstruction avec l'hypothèse d'un λ ont été reconstruits avec l'hypothèse d'un K et 3 % sont alors acceptés. Cette quantité représente une limite supérieure de bruit de fond de ce genre parce qu'il y a aussi une certaine probabilité que de bons événements du type (5.3) possèdent une géométrie semblable à (5.5).

5.4 Événements cible vide

Nous avons pris 3'815 photos avec la cible vide pour être en mesure d'estimer la fraction des événements dans l'échantillon final qui ne sont pas produits sur l'hydrogène dans la cible.

Sur ces photos, 1'656 événements du type V ont été mesurés, dont 766 événements ont convergé à la reconstruction. Cela correspond à un taux de convergence de 46 % seulement. Si on calcule le nombre d'événements ayant convergé pour une intensité donnée du faisceau de pions, les résultats montrent que pour 100 Λ produits dans les conditions de cible pleine, 9,2 Λ en moyenne ne proviennent pas de la réaction avec les protons libres de l'hydrogène liquide.

La figure 5-5 montre la distribution des points de production calculés pour des événements cible vide en comparaison avec des événements cible pleine. Le maximum prononcé à la fin de la cible indique que la plupart de ces Λ sont produits dans l'anticompteur F3.

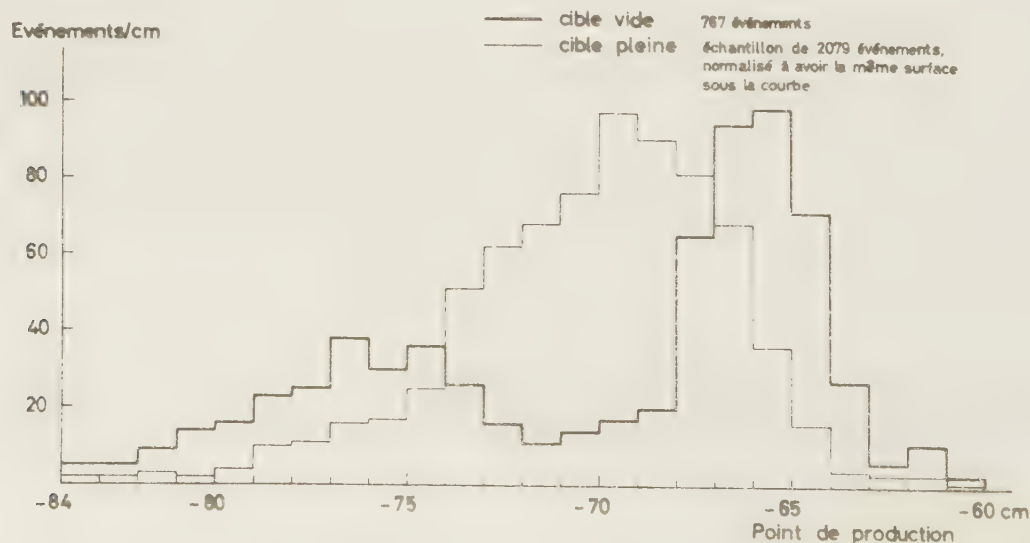


Fig. 5-5 Points de production cible vide et cible pleine

Les lambdas cible vide peuvent être utilisés dans l'analyse finale au même titre que les autres Λ parce que les paramètres de désintégration n'en dépendent pas. Toutefois le rendement est moins grand parce que des Λ produits sur des noyaux complexes sont moins polarisés, et de plus, ces Λ ne sont plus correctement reconstruits, du fait que la cinématique appliquée est basée sur l'hypothèse d'une production sur des protons libres.

5.5 Coupures finales

Qu'un événement ait pu être mesuré et reconstruit n'assure pas encore que ce soit un Λ correctement interprété, bon pour faire partie de l'ensemble soumis à l'analyse en termes de α et β .

Des événements mal mesurés ou des événements parasites sont susceptibles de posséder un χ^2 très grand, c'est pourquoi nous avons coupé la queue dans la distribution de χ^2/N au point 2,7 (fig. 5-6), N étant le nombre de degrés de liberté qui dépend du nombre des étincelles mesurées. Avec cette coupure on enlève 15 % de l'ensemble non trié. Dans une distribution théorique de χ^2/N , pour un N donné, la moyenne s'établit à 1. Le petit décalage vers la droite de la distribution expérimentale suggère que les erreurs probables de la mesure sont légèrement sous-estimées.

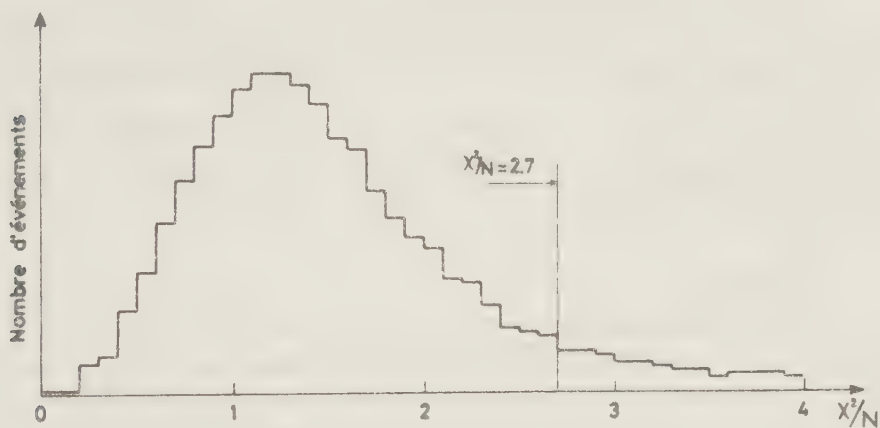


Fig. 5-6 χ^2 par degré de liberté (distribution sans coupures)

L'anticompteur F3 admet seulement des Λ qui se désintègrent après la cible. Nous trions donc tout ce qui a un point de désintégration avant F3, soit $x(\text{désint.}) < -66$ cm.

La figure 5-7 représente la distribution des points de production x_p reconstruits. La précision de x_p n'étant pas très bonne, l'angle entre le faisceau et le Λ étant faible, la distribution déborde largement sur les limites physiques de la cible et nous jugeons plus raisonnable de couper à x_p égal à -81 et -62 cm qu'aux limites vraies de -74 et

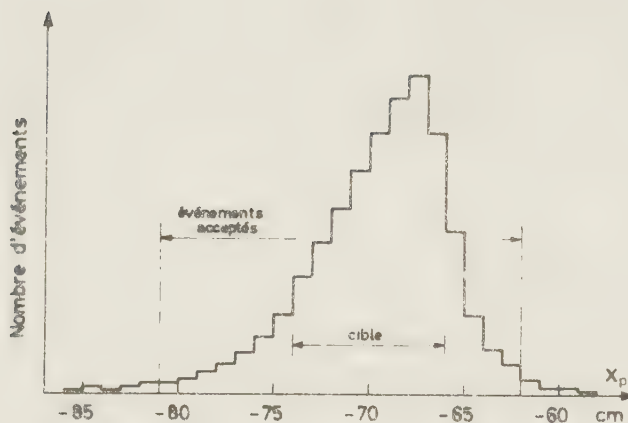


Fig. 5-7 Point de production (distribution sans coupures)

-66 cm. On remarque d'ailleurs l'effet de la courte longueur de désintégration (5,6 cm) qui fait se déplacer le maximum de la distribution vers la fin de la cible.

Même si on tolère un point de production apparent après la cible, on ne peut pas admettre que le Λ se désintègre avant le point de production (direction du faisceau). On pose la condition $x_p < x_d$.

Afin de reconnaître toutes les directions d'une diffusion près du bord des chambres de graphite, on demande que le point de diffusion (y_s) se trouve 3 cm à l'intérieur du volume fiduciel (y_f).

A côté de ces coupures d'ordre géométrique, nous avons aussi imposé quelques restrictions d'ordre cinématique. Une énergie minimale de 2 MeV du pion est demandée, autrement il n'arriverait pas à déclencher le compteur $\pi 1$.

L'inélasticité ΔE de la diffusion s'obtient comme différence entre l'énergie du proton E_p calculée lors de l'ajustement et l'énergie dérivée du parcours observé dans les plaques de graphite. L'erreur probable $\sigma_{\Delta E}$ de l'inélasticité inclut l'effet de straggling et l'imprécision due à l'épaisseur des plaques et aux interplaques fonctionnant mal. La figure 5-8 montre la distribution de l'inélasticité relative $\Delta E/\sigma_{\Delta E}$ qui normalement est positive, le proton étant seulement capable de perdre de l'énergie dans une diffusion.

Si $\sigma_{\Delta E}$ représentait réellement l'erreur de ΔE , la tranche négative aurait une largeur de l'ordre de l'unité. Qu'elle la dépasse sensiblement peut être expliqué en partie par une reconstruction inexacte de l'énergie du proton et seulement dans une moindre proportion par des Λ produits sur des noyaux lourds. Puisque ces effets ne sont pas liés à une éventuelle diffusion, ils affectent toutes les inélasticités de manière égale et il n'y a pas de raison de rejeter les événements ayant un $\Delta E/\sigma_{\Delta E}$ plus négatif que -1 ou -2. Il est alors raisonnable de placer la limite à -6.

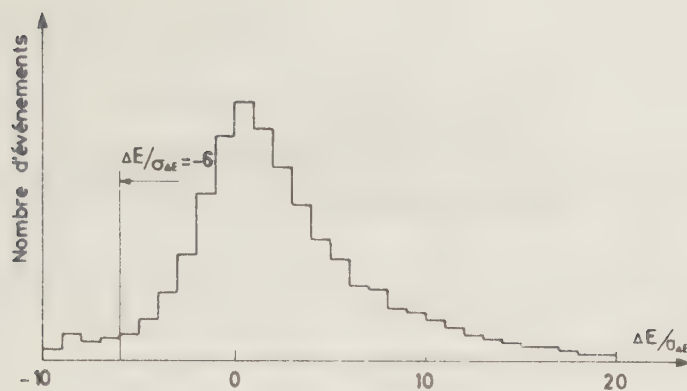


Fig. 5-8 Inélasticité relative (distribution sans coupures)

Les coupures énumérées sont résumées dans le tableau 5-2.

Tableau 5-2. Coupures appliquées à l'ensemble des événements

χ^2 par degré de liberté	$\chi^2/N < 2,7$
Point de désintégration	$x_d > -66 \text{ cm}$
Point de production	$-81 \text{ cm} < x_p < -62 \text{ cm}$
Désintégration en aval de la production	$x_p < x_d$
Point de diffusion	$ y_f - y_s > 3 \text{ cm}$
Energie du pion	$E_\pi > 2 \text{ MeV}$
Inélasticité divisée par son erreur	$\Delta E/\sigma_{\Delta E} > -6$

Si on considère l'ensemble brut des événements dont le proton diffuse de plus de 3° , le pouvoir d'analyse du carbone étant insignifiant en dessous, l'effet de toutes les coupures réduit le nombre des événements de 27'370 à 19'140, soit de 30 %.

La distribution de $\cos \theta_p^*$, θ_p^* étant l'angle du Λ dans le système de centre de masse de production, est montrée dans la figure 5-9. Du fait que notre système de déclenchement favorise des Λ de haute énergie, la distribution possède un pic prononcé vers l'avant à l'opposé du pic arrière de la section efficace différentielle comme elle a été mesurée à 1,03 GeV/c par Anderson et al. ¹¹⁾. La queue à l'arrière de notre distribution disparaît si nous appliquons les coupures.

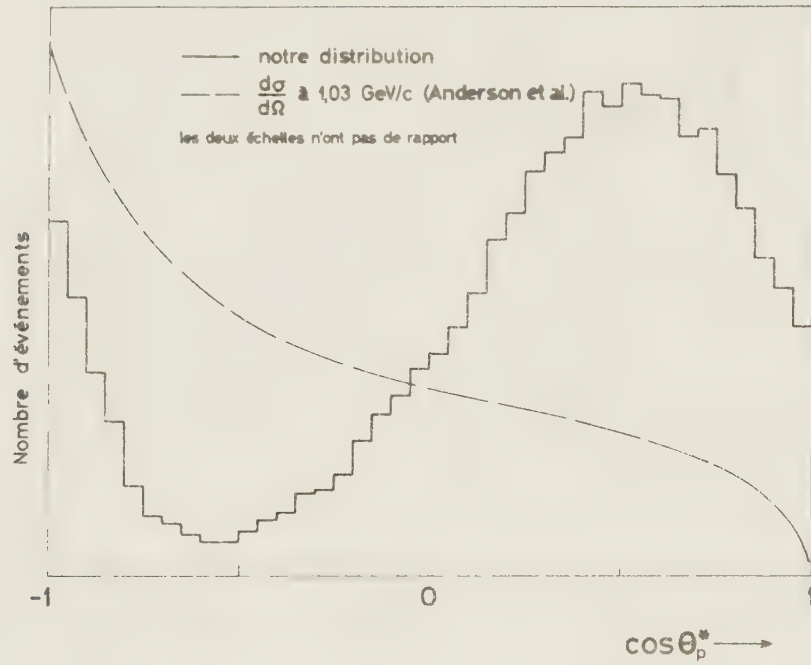


Fig. 5-9 Distribution angulaire de production
(sans coupures)

Le temps de vie calculé dans la ref. 6 représente un test de la pureté de notre ensemble. Une valeur de $(2,49 \pm 0,10) \cdot 10^{-10}$ sec a été obtenue, ce qui correspond bien à la moyenne mondiale de $(2,51 \pm 0,03) \cdot 10^{-10}$ sec ⁸).

6. Analyse des événements

6.1 Méthode du maximum de vraisemblance

Les événements sont analysés au moyen de la méthode du maximum de vraisemblance pour obtenir α et β .

La distribution angulaire azimutale de la diffusion du proton (spin 1/2) dans l'analyseur (spin 0) est de la forme

$$f(\phi) = 1 + A \vec{P}_p \cdot \hat{n}. \quad (6.1)$$

$\vec{P}_p$ est la polarisation du proton dans le système du laboratoire, $\hat{n}$ est un vecteur unité normal au plan de diffusion et A est le pouvoir d'analyse du matériel diffuseur, attribué individuellement à chaque diffusion. La figure 6-1 montre la configuration des vecteurs en relation avec les directions de l'impulsion du proton dans le système du laboratoire avant, $\vec{p}_e$, et après, $\vec{p}'_e$, l'interaction. θ est l'angle de diffusion et ϕ l'angle azimutal entre $\vec{P}_p$ et $\hat{n}$.

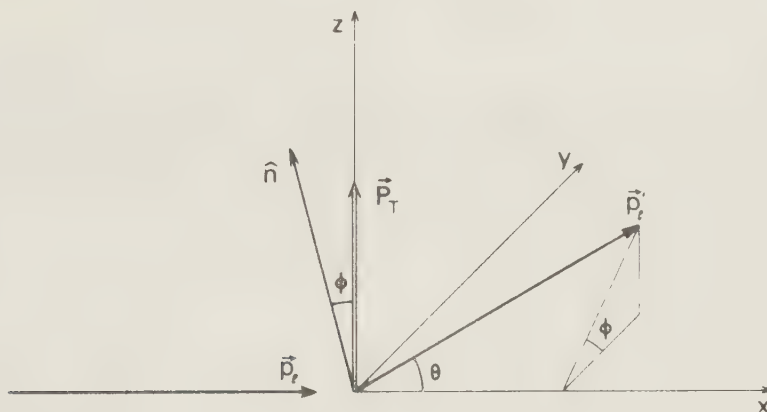


Fig. 6-1 Diffusion du proton

La composante de $\vec{P}_p$ le long de $\vec{p}_e$ ne contribuant pas au produit scalaire $\vec{P}_p \cdot \hat{n}$, nous avons remplacé, pour simplifier le dessin, $\vec{P}_p$ par $\vec{P}_T$, la composante transversale à $\vec{p}_e$.

Dans notre analyse nous n'avons pas appliqué la transformation relativiste à la direction du spin pour passer du système de repos du Λ au système du laboratoire. Dans le cas non relativiste, la direction du spin reste fixe dans l'espace tandis que la transformation exacte fait tourner le spin vers l'impulsion du proton dans le laboratoire. Nous avons calculé la moyenne de l'angle de rotation pour un échantillon de 1'500 événements, et nous avons obtenu la valeur de $1,7^\circ$, ce qui est négligeable.

La densité de probabilité complète d'un événement engloberait la distribution de la désintégration, l'efficacité de détection (probabilité de déclenchement de la configuration de compteurs), les coupures et la distribution de la diffusion, mais puisque nous nous limitons à la mesure de la polarisation transversale, nous pouvons nous contenter, dans la fonction de vraisemblance, de la distribution angulaire du proton diffusé. De (6.1) il vient alors

$$\mathcal{L} = \prod_i f_i = \prod_i (1 + A \vec{P}_p \cdot \hat{n})_i \quad (6.2)$$

où la polarisation du proton $\vec{P}_p$ est tout d'abord exprimée en termes des paramètres α , β et γ selon (2.3). A cause de la relation $\alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2 = 1$ on a en réalité un degré de liberté en moins, fait qui peut être exprimé de manière convenable en introduisant un angle φ tel que

$$\begin{aligned} \beta &= \sqrt{1 - \alpha^2} \sin \varphi \\ \gamma &= \sqrt{1 - \alpha^2} \cos \varphi. \end{aligned}$$

On évite par ce choix une ambiguïté de signe sur γ . Les paramètres de désintégration sont alors déterminés en cherchant le maximum de la fonction de vraisemblance $\mathcal{L}(\alpha, \varphi)$ par rapport à α et φ . Un programme appelé MAXFUN exécutait ce travail.

6.2 Pouvoir d'analyse

Le pouvoir d'analyse est fonction de l'angle de diffusion θ_s , de l'inélasticité ΔE et de l'énergie E_s du proton au point de diffusion, grandeurs qui sont définies de la manière suivante

θ_s	angle reconstruit de la mesure
E_s	énergie E_p du proton à la désintégration moins perte d'énergie sur le parcours
ΔE	E_s moins l'énergie du proton après la diffusion déterminée par le parcours.

Les données disponibles concernant le pouvoir d'analyse nous ont amenés à subdiviser les événements ayant passé les coupures standards en deux ensembles par les demandes supplémentaires :

$$\begin{aligned} \text{classe 1} \quad & 30^\circ < \theta_s < 30^\circ \\ & \Delta E < 30 \text{ MeV} \\ & x_s > -30 \text{ cm} \end{aligned}$$

classe 2 $\theta_s > 50^\circ$
 $\Delta E > 30 \text{ MeV}$
 $x_s > - 30 \text{ cm}$.

La limitation en x_s assure que des diffusions avant les chambres à étincelles à graphite sont rejetées.

La caractéristique principale de la classe 1 est la limitation aux événements peu inélastiques, moins de 30 MeV d'inélasticité, ce qui signifie que l'on peut employer un pouvoir d'analyse bien connu. Si 10'000 événements tombent dans cette catégorie, il y a tout de même encore 7'000 événements de la classe 2 avec une diffusion très inélastique où nous ne possédons qu'une pauvre connaissance du pouvoir d'analyse. Devant l'inexistence de calibrations valables au dessus de 30 MeV d'inélasticité et vu la quantité appréciable de diffusions à notre disposition, nous avons été amenés à déterminer le pouvoir d'analyse à partir des événements eux-mêmes.

6.3 Evaluation de β

6.3.1 Diffusions classe 1

L'une des sources de données du pouvoir d'analyse, utilisable pour les événements de la classe 1, est la compilation de Peterson que nous avons déjà mentionnée précédemment (ref. 14) et qui résume les calibrations du carbone dans la gamme d'énergie nous intéressant, soit de 100 à 300 MeV environ. Toutefois ces données, obtenues au moyen d'expériences à compteurs, ne sont pas très bien adaptées à des mesures de polarisation avec des chambres à étincelles puisqu'elles ne permettent pas de définir l'inélasticité correctement.

L'autre source est une mesure du pouvoir d'analyse pour des protons entre 180 et 300 MeV faite par Renevey¹⁵⁾ avec une version légèrement modifiée du polarimètre utilisé dans la présente expérience, donc avec pratiquement les mêmes conditions expérimentales.

Une expérience avec des compteurs emploie une cible mince qui permet une bonne définition de l'énergie de diffusion et de l'inélasticité. Ce n'est pas le cas dans une expérience de chambres à étincelles avec des plaques épaisses de graphite où l'on détermine l'énergie du proton au point de diffusion grâce au parcours. En effet, le proton peut faire en cours de route une interaction nucléaire inélastique sans subir une diffusion sensible, il n'y a qu'à se rappeler la forme des courbes de parcours où on constate des arrêts de particules déjà bien avant d'avoir traversé l'épaisseur nominale.

La figure 6-2 rend plus claire ces remarques. Par raison de simplicité, le polarimètre y est représenté par un seul bloc de matière.

Le proton entre dans le bloc munis d'une énergie E_0 , fait une diffusion inélastique au point C et s'arrête à D. Pour l'instant on ne prend pas encore en considération une interaction au point B. La seule méthode pour connaître l'énergie E_{s1} avant la diffusion et l'inélasticité ΔE , énergie perdue dans la diffusion, consiste à intégrer le pouvoir de freinage $F(E)$ le long de la trajectoire. En retranchant de E_0 l'intégrale de F sur l'épaisseur de AC on obtient E_{s1} , tandis que l'intégrale de F du point C à l'arrêt D nous donne l'énergie E_{s2} immédiatement après la diffusion. Si la diffusion est élastique et en négligeant des phénomènes comme l'effet Landau et le straggling de parcours, on obtient alors $\Delta E = E_{s1} - E_{s2} = 0$.

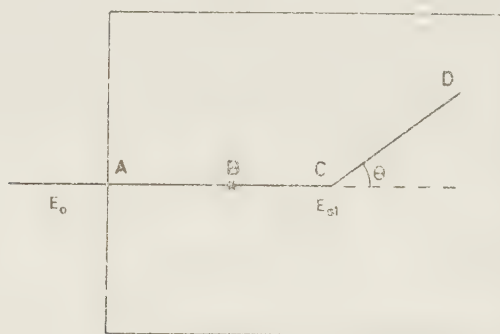


Fig. 6-2 Détermination de l'énergie de diffusion

Supposons maintenant que le proton ait subi en B une interaction inélastique de δE sans déviation remarquable de sa trajectoire. On constatera alors un parcours raccourci CD correspondant à l'énergie $E'_{s2} = E_{s2} - \delta E$, et puisque l'on ignore que quelque chose s'est passé en B, on va dire que le proton a perdu lors de la diffusion l'énergie $\Delta E' = \Delta E + \delta E$. Du fait de ne pas être capable de distinguer les événements avec ou sans interaction en B, on déduit que la vraie énergie E_s à la diffusion n'est définie que dans un intervalle dont les limites sont E'_{s2} et E_{s1} . C'est-à-dire que l'énergie du proton à la diffusion E_{s1} , dérivée du parcours, constitue une limite supérieure de la vraie énergie et une diffusion apparemment très inélastique peut être parfaitement élastique.

Cette sorte de diffusion double n'est, certes, pas complètement exclue dans des expériences de compteurs mais la cible mince diminue la probabilité d'un tel processus dans le rapport des parcours avant la diffusion. Il y a d'ailleurs aussi la possibilité qu'une interaction pareille ait lieu après la diffusion si l'énergie de la particule diffusée dans une expérience de compteurs est déterminée par la méthode du parcours. On a alors la même situation pour compteurs et chambres à étincelles.

En tout cas on a dans notre expérience une probabilité plus grande de prendre des diffusions élastiques pour des diffusions inélastiques. On sait que le pouvoir d'analyse diminue rapidement avec l'inélasticité.

L'impossibilité de pouvoir reconnaître correctement l'inélasticité fait alors quand même apparaître un grand pouvoir d'analyse aux inélasticités élevées. Ainsi, pour une diffusion avec une inélasticité plus grande que 30 MeV, Peterson déduit un pouvoir d'analyse zéro tandis que nous observons dans notre expérience une moyenne de 0,3. Nous jugeons donc justifié d'employer, là où c'est possible, les résultats de la deuxième source, obtenus sous des conditions pareilles aux nôtres.

Bien que sachant qu'une inélasticité définie par $\Delta E = E_{s1} - E_{s2}$ ne corresponde pas toujours à l'inélasticité réelle de la diffusion, nous ne ferons en général pas de distinction, dans ce qui suit, entre les différentes interprétations possibles, puisqu'il est impossible de passer de l'une à l'autre par le simple calcul. On postule donc une inélasticité tout court et seulement s'il s'agit d'une inélasticité calculée dans notre expérience, il est sous-entendu qu'elle a la qualité $\Delta E = E_{s1} - E_{s2}$.

Les données du pouvoir d'analyse de Renevey sont limitées aux gammes

énergie E_s	180 à 270 MeV
angle de diffusion θ	6° à 25°
inélasticité ΔE	0 à 30 MeV

Pour les diffusions en dehors de cette région, mais toujours de la classe 1, nous nous sommes servi des tables de Peterson.

L'évaluation de la fonction de vraisemblance $L(\alpha, \varphi)$ donne sur cette base le résultat

$$\alpha = 0,675 \pm 0,016 \qquad \beta = -0,084 \pm 0,059 \qquad (6.3)$$

Les erreurs indiquées sont les erreurs statistiques calculées aux points $e^{-1/2}$ de la fonction de vraisemblance.

En pratique, l'incidence de la différence des pouvoirs d'analyse sur le paramètre β est peu importante, ainsi que l'a montré l'essai suivant : On a évalué α et β cette fois en maintenant le pouvoir d'analyse pour tous les événements à une certaine valeur fixe A au lieu de l'attribuer à chaque diffusion individuellement en fonction de E_s , θ et ΔE , et nous avons fait ce calcul pour plusieurs valeurs de A . Le résultat obtenu pour α et β est montré dans la figure 6-3a où les valeurs fixes de A sont portées en abscisse. De la pente formée par les points de β nous concluons à une augmentation de β de 0,04 si A augmente de 0,1.

Par contre α ne dépend pas seulement plus fortement du pouvoir d'analyse sur une échelle absolue, mais l'erreur statistique est aussi beaucoup plus petite, de sorte qu'une bonne connaissance du pouvoir d'analyse est importante. Un accroissement de A de 0,1 augmente α de 0,05.

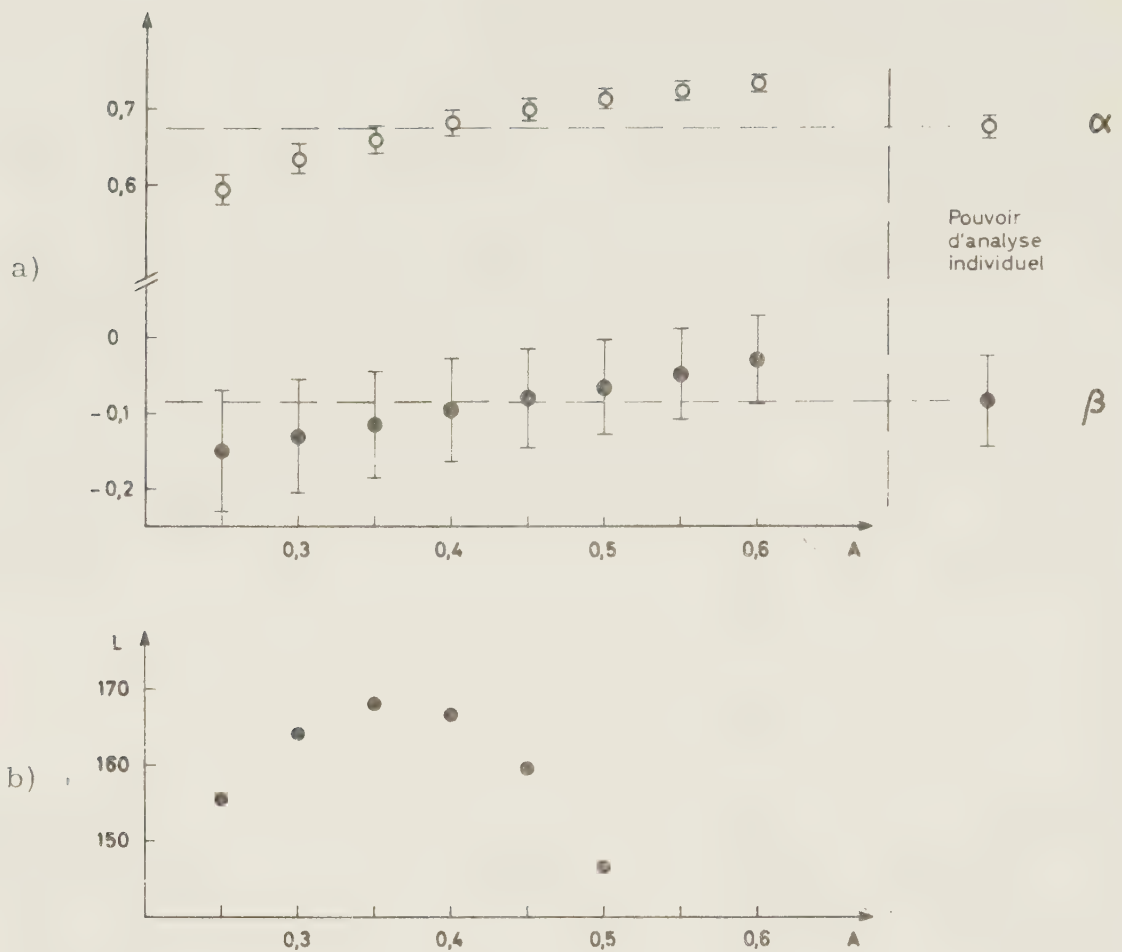


Fig. 6-3 α , β et $L(\alpha, \beta)$ calculés avec un même pouvoir d'analyse fixe A pour tous les événements

A chaque paire de α et β de la figure 6-3a est associée une valeur de la fonction de vraisemblance L portée dans la partie b) dont le maximum s'établit à

$$A = 0,37 \pm 0,02 .$$

Les α et β correspondant à ce point sont

$$\alpha = 0,66 \pm 0,03 \quad \beta = -0,11 \pm 0,07 \quad (6.4)$$

Ces trois chiffres représentent les valeurs les plus probables dans le cas où on assigne à chaque événement le même pouvoir d'analyse. Sans connaissance préalable du pouvoir d'analyse on a donc déterminé de cette manière simultanément α , β et une sorte de pouvoir d'analyse moyen. D'ailleurs, si nous calculons la moyenne du pouvoir d'analyse individuel sur tous les événements, nous obtenons également $\bar{A} = 0,37$.

Puisqu'il n'est pas évident qu'un pouvoir d'analyse fixe donne le même résultat qu'un pouvoir d'analyse attribué individuellement à chaque événement, nous sommes satisfait du bon accord entre (6.3) et (6.4).

Un essai plus significatif de l'influence du pouvoir d'analyse sur α et β consiste à augmenter ou diminuer le pouvoir d'analyse individuel, et non plus un pouvoir d'analyse fixe, dans les mêmes proportions pour tous les événements. Le résultat des calculs pour des changements de A de 0,1 est une variation de $\Delta\alpha = 0,031$ et $\Delta\beta = 0,025$. On constate donc une dépendance plus faible que pour le pouvoir d'analyse constant.

Un test de la consistance de notre méthode de calculer le pouvoir d'analyse a été fait de la manière suivante. Dans la section 6.1 on a supposé que dans la fonction de vraisemblance les paramètres α , β et γ , ou α et φ , étaient inconnus et que A était une variable connue. Or, on peut tout aussi bien fixer α et φ et chercher le maximum selon A d'une fonction L(A). A étant fonction de E_s , θ et ΔE on pourrait l'introduire sous une forme convenablement paramétrisée par ces grandeurs ou on pourrait diviser les trois variables en intervalles et calculer un pouvoir d'analyse moyen dans chaque intervalle. Nous avons choisi ce dernier procédé, plus facile à mettre en pratique; et parce qu'il s'agissait plutôt de contrôler qu'on n'avait pas fait d'erreur grossière, nous nous sommes contentés d'un réseau à mailles larges.

Chacune des variables E_s , θ et ΔE fut divisée en trois intervalles ce qui donnait au total 27 cubes (intervalles à 3 dimensions). Puis nous avons calculé pour chaque cube le pouvoir d'analyse constant le plus probable en maximisant L(A), les valeurs fixes de α et β étant prises de (6.3). Les résultats obtenus sont en bon accord avec les données utilisées dans l'évaluation de (6.3). Logiquement le prochain pas était de réinjecter ces 27 valeurs du pouvoir d'analyse dans le calcul de α et β ; nous obtenons alors

$$\alpha = 0,63 \pm 0,02 \qquad \beta = 0,13 \pm 0,06.$$

Compte tenu de la pauvre approximation du pouvoir d'analyse en association avec la sensibilité du paramètre α nous concluons que le pouvoir d'analyse est correctement attribué aux diffusions de la classe 1.

6.3.2 Diffusions classe 2

Nous considérons ici des événements dans lesquels le proton a perdu plus de 30 MeV à la diffusion et pour lesquels le pouvoir d'analyse est très mal connu pour autant qu'il existe quelques données. Si l'on veut utiliser ce type d'événements pour l'évaluation de α et β , on est donc contraint d'extraire l'information nécessaire de l'ensemble lui-même.

Dans ce but nous avons appliqué la méthode employée au paragraphe précédent pour évaluer le pouvoir d'analyse par intervalle de θ , E_s et ΔE . Les limites des intervalles ont été choisies différemment mais on a gardé l'approximation par 27 points. Nous avons donc calculé une première série de pouvoirs d'analyse A_1 avec α et β de (6.3), et évalué après α et β à l'aide de cet A_1 . Il vient

$$\alpha_1 = 0,61 \pm 0,02 \qquad \beta_1 = 0,15 \pm 0,08 . \qquad (6.5)$$

L'écart entre le α_1 et le α de la classe 1 (6.3) ne nous étonne pas trop puisque le pouvoir d'analyse calculé n'est pas très précis, ayant seulement 7000 événements à disposition pour 27 intervalles, et, comme nous le montrerons plus bas, le α de la classe 2 dépend plus fortement du pouvoir d'analyse que le α de la classe 1.

Déterminer les paramètres α et β pour les deux classes d'inélasticité sans événement commun, c'est faire deux mesures indépendantes d'une grandeur physique. Tenant compte des erreurs, la probabilité d'obtenir un écart statistique aussi grand ou plus grand entre les deux mesures de β (6.3) et (6.5) est alors de 3 %. Quoique ce niveau de confiance très bas ne permet pas encore de dire qu'il y a une incompatibilité fondamentale entre les deux mesures, on peut toutefois se demander si elle est de nature statistique ou si elle est due à des biais, que ce soient des asymétries instrumentales ou des événements non acceptables.

Pour les événements de la classe 1 nous avons démontré la consistance du pouvoir d'analyse et l'absence d'asymétries (voir section 6.5). En conséquence, nous considérons comme bon l'ensemble de la classe 1 et les valeurs des paramètres comme étant bien établies. Par contre la probabilité est plus grande qu'on trouve dans l'ensemble de la classe 2 des événements mal reconstruits ou des événements dont le proton a subi autre chose qu'une simple diffusion inélastique avec excitation du noyau de carbone. Nous devons donc utiliser la classe 2 avec certaines précautions.

Pour savoir si un biais éventuel, à part l'asymétrie examinée dans la section 6.5, serait la cause de l'écart de la classe 2, nous avons fait une analyse de l'homogénéité de notre échantillon, et cela pour les deux classes afin de comparer leur comportement.

Nous divisons une classe d'événements en quelques échantillons selon un certain paramètre et nous calculons les α et β de ces échantillons. La classe est homogène si les écarts des α et β sont de l'ordre statistique et s'il n'y a pas de tendance visible dans les valeurs de α et β . Nous avons soumis à l'essai les grandeurs suivantes :

ordre d'enregistrement sur les bandes magnétiques
énergie du proton avant la diffusion
inélasticité de la diffusion
inélasticité relative de la diffusion
angle de diffusion
angle ϕ en azimut du - plan de production
- plan de désintégration
- point de diffusion .

La plupart de ces analyses ne révèlent rien de particulier et les variations de α et β restent dans la limite des écarts statistiques.

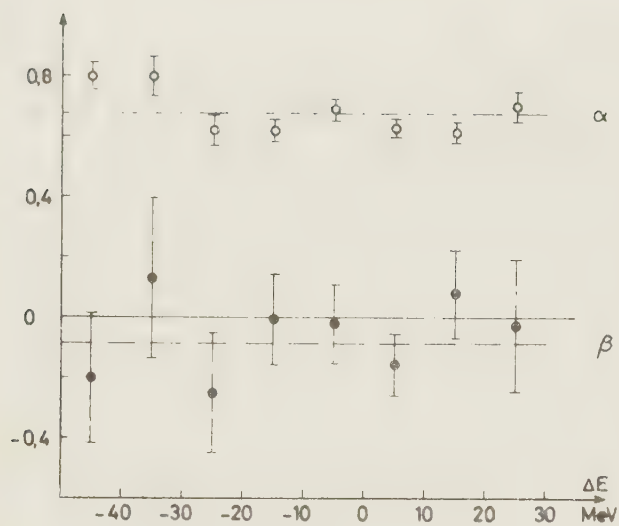
Les figures 6-4a et 6-4b montrent une division en fonction de l'inélasticité. La classe 1 est normale, mais dans la classe 2 nous n'avons pas pu obtenir des valeurs de α et β pour les deux échantillons d'inélasticité plus grande que 80 MeV, le calcul d'itération n'ayant pas convergé. Il est difficile de rendre responsable un échantillon trop petit puisqu'on a 1700 événements avec $\Delta E > 100$ MeV et dans la classe 1 même des échantillons aussi petit que 500 événements ont toujours convergé. Par contre il est beaucoup plus probable que ces deux échantillons contiennent une grande fraction de mauvais événements du type mentionné. Si c'est le cas, nous ne pouvons pas admettre ces échantillons dans la classe 2 et nous devons alors limiter l'inélasticité à $\Delta E < 80$ MeV.

Dans la classe 2 réduite il reste encore 4155 événements contre 6887 avant la coupure. Nous avons calculé un nouveau pouvoir d'analyse A_2 adapté à la classe 2 réduite en utilisant les valeurs de α et β de (6.3) et nous obtenons

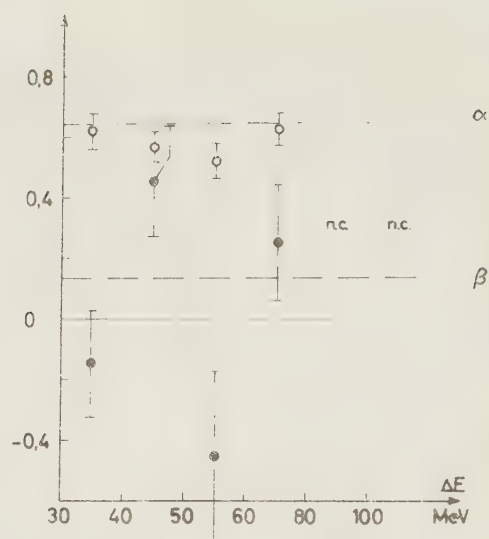
$$\alpha = 0,641 \pm 0,028 \qquad \beta = 0,073 \pm 0,115, \qquad (6.6)$$

valeurs qui sont maintenant compatibles avec celles de la classe 1, le niveau de confiance étant de 22 % pour β .

Un autre fait renforce notre décision de rejeter les événements trop inélastiques. Dans les figures 6-5 a, b et c nous avons formé des échantillons de 1000 événements dans l'ordre d'enregistrement sur la bande magnétique qui est en même temps l'ordre chronologique de production pendant l'expérience, abstraction faite du dernier échantillon comprenant aussi des événements remesurés. Or, si nous prenons tous les événements de la classe 2 (fig. 6-5b) nous obtenons aussi deux échantillons qui ne convergent pas, mais tous les échantillons convergent après la coupure (fig. 6-5c).



a) Classe 1

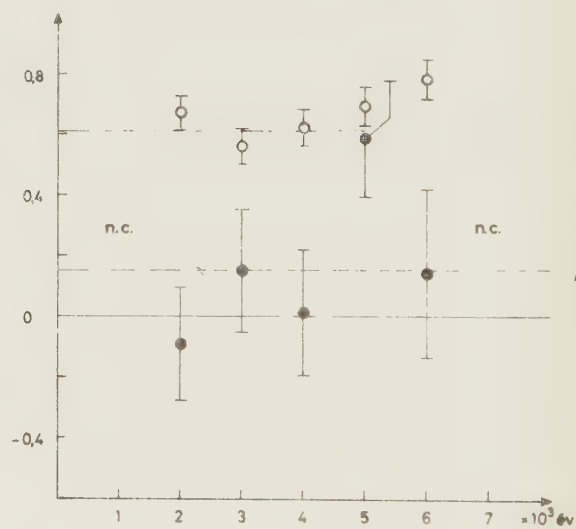


b) Classe 2

Fig. 6-4 Division en inélasticité

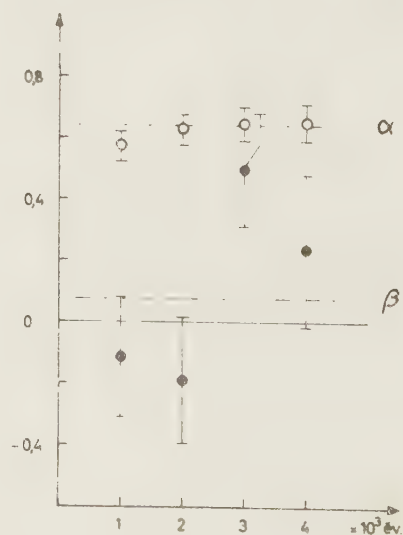


a) Classe 1



b) Classe 2

Fig. 6-5 Division selon l'ordre d'enregistrement sur bande magnétique



c) Classe 2, $\Delta E < 80$ MeV

Il est maintenant permis de réunir les deux classes, classe 1 (6.3) plus classe 2 réduite (6.6), ce qui donne

$$\alpha = 0,668 \pm 0,014 \quad \beta = - 0,055 \pm 0,052 . \quad (6.7)$$

Ces valeurs représentent le résultat final de notre expérience.

Il semble que pour les événements très inélastiques la connaissance exacte du pouvoir d'analyse ait plus d'importance que pour les événements faiblement inélastiques. Cela sort d'un essai pour lequel nous avons substitué dans le calcul de α et β le pouvoir d'analyse individuel par un pouvoir d'analyse constant comme nous l'avons fait pour la classe 1. Le résultat est montré dans la table 6-1. Le maximum de la fonction de vraisemblance $L(\alpha, \varphi)$ se place à $A = 0,33$. A la différence de la classe 1, α varie plus fortement pour A de 0,23 à 0,43, par contre β change moins.

Tableau 6-1 α et β avec pouvoir d'analyse constant

Pouvoir d'analyse	α	$\Delta\alpha$	β	$\Delta\beta$
0,23	0,62	0,04	0,10	0,16
0,33 [max. de $L(\alpha, \varphi)$]	0,70	0,03	0,12	0,14
0,43	0,74	0,03	0,14	0,12
A_2 [pour comparaison]	0,64	0,03	0,07	0,12

6.4 Polarisation longitudinale du proton αP_Λ

Nous utilisons dans le calcul de β les événements produits à des impulsions de 1,03 et 1,06 GeV/c tandis qu'à l'époque nous disposions seulement d'une mesure de la polarisation du Λ à 1,03 GeV/c¹¹⁾ qui était, en plus, entachée d'importantes erreurs statistiques. Pour cette raison notre groupe a décidé de calculer aussi la polarisation αP_Λ .

Elle a été déterminée par Revillard⁶⁾ indépendamment des paramètres α et β en analysant l'asymétrie de la désintégration du lambda. Puisque αP_Λ est indépendant des diffusions il a pu se servir d'un ensemble d'événements dont les groupes des classes 1 et 2 forment un sousensemble.

Le résultat a été exprimé en termes de polynômes de Legendre associés du premier ordre, P_m^1 , de sorte que la dépendance de αP_Λ de l'angle de production θ_p^* est caractérisée par les premiers coeffi-

cients du développement

$$\alpha P_{\Lambda} = \sum_m a_m P_m^1(\cos\theta_p^*) . \quad (6.8)$$

Les coefficients aux impulsions du pion incident de 1,03 et 1,06 GeV/c, empruntés à Revillard, sont notés dans le tableau suivant.

Tableau 6-2. Coefficients du développement de αP_{Λ}

Impulsion (GeV/c)	1,03	1,06
a_1	0,526	0,659
a_2	0,025	- 0,021
a_3	0,021	0,031

Dans la voie décrite α et β ont été évalués indépendamment de αP_{Λ} , mais on pourrait aussi réunir les deux procédés en une seule fonction de vraisemblance et chercher le maximum commun à toutes les variables. La manière dont on fait intervenir la polarisation du Λ dans le calcul de β n'a en principe pas d'influence sur le résultat final, parce que, physiquement parlant, les paramètres de désintégration sont indépendants de la polarisation du Λ . D'autre part on peut s'attendre à quelques différences selon le degré d'approximation dans la représentation, c'est-à-dire selon la liberté laissée à P_{Λ} : moyenne globale ou adaptation en fonction de l'angle de production et de l'énergie. Le tableau 6-3 montre la sensibilité de α et β à αP_{Λ} .

Tableau 6-3. Sensibilité de α et β en fonction de la représentation de αP_{Λ} (événements de la classe 1)

Méthode	α	$\Delta\alpha$	β	$\Delta\beta$
1) a_i de la table 6-2	0,675	0,016	-0,084	0,059
2) $\overline{\alpha P_{\Lambda}} = 0,480$	0,663	0,016	-0,098	0,060
3) L combiné, $\alpha P_{\Lambda} = \sum a_i P_i^1$	0,649	0,023	-0,094	0,060
4) L combiné, $\alpha P_{\Lambda} = \text{const.}$	0,661	0,023	-0,103	0,061

Tous les chiffres sont calculés avec les événements de la classe 1 et le pouvoir d'analyse correspondant. Les remarques suivantes concernent les méthodes du tableau 6-3 :

- 1) est la base de comparaison.
- 2) $\overline{\alpha P_\Lambda}$ est la moyenne calculée sur tous les événements de la classe 1, avec la polarisation définie par les coefficients de la table 6-2.
- 3) La fonction de vraisemblance utilisée est le produit de (6.2) et $(1 + \alpha P_\Lambda \cdot \cos \theta_p^*)$. On cherche alors le maximum simultané en fonction de α , φ , a_1 , a_2 , a_3 . Les a_i ne dépendent pas de l'énergie.
- 4) Pareil à 3), mais L est fonction de α , φ et d'une seule polarisation P_Λ constante du lambda.

Nous constatons que α et β sont peu sensibles à la manière d'attribuer la polarisation longitudinale du proton αP_Λ . En fait, P_Λ varie peu en fonction de l'angle de production comme le démontre la courbe de la figure 6-6, obtenue avec les coefficients du tableau 6-2.

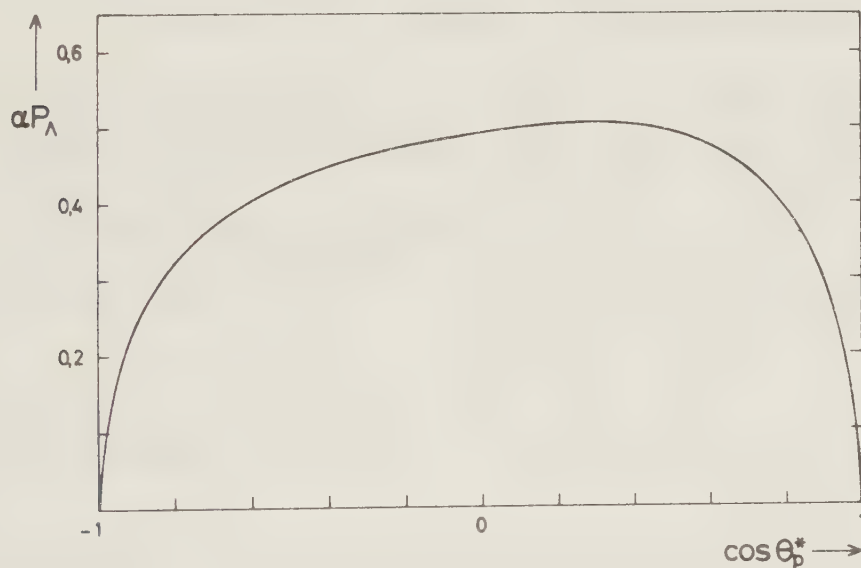


Fig. 6-6 αP_Λ à 1,03 GeV/c en fonction de l'angle de production.

6.5 Biais instrumentaux

Dans la section 6.3.2 nous avons examiné l'homogénéité de l'échantillon sans envisager de sources d'erreur expérimentales définies. Dans ce qui suit nous allons estimer des biais introduits éventuellement par l'appareil.

En plus de l'asymétrie de diffusion causée par la polarisation du proton, l'instrument lui-même peut donner lieu à une asymétrie apparente. Une asymétrie instrumentale influencera le résultat expérimental de β seulement si elle introduit une corrélation entre les plans de production et de diffusion de l'événement. Cette corrélation peut naître seulement d'une combinaison de deux asymétries instrumentales, l'une donnant une direction privilégiée au plan de production et l'autre une direction privilégiée à la normale au plan de diffusion.

Pour estimer la grandeur de notre asymétrie instrumentale nous avons utilisé les distributions angulaires azimutales du plan de production et du point de diffusion qui sont uniformes toutes les deux dans le cas idéal. Les causes les plus probables pour que l'appareil préfère une orientation du plan de production pourraient être

- un mauvais alignement du détecteur de pions
- un mauvais alignement du détecteur de protons
- une efficacité non uniforme de l'un des deux détecteurs.

Un biais dans la diffusion pourrait provenir de gradients locaux de l'efficacité des chambres à étincelles.

Soit $\epsilon_s(\vec{r}_s)$ l'efficacité de détecter une trace à la position $\vec{r}_s$ le point de diffusion. La distribution angulaire de la diffusion d'une particule non polarisée est donnée approximativement par

$$\omega = 1 + \frac{L \sin \theta_s}{2} \hat{n} (\hat{p} \times \text{grad} \epsilon_s)$$

où

θ_s	angle de diffusion
$\hat{n}$	vecteur unité normal au plan de diffusion
$\hat{p}$	vecteur unité dans la direction de la trace primaire
L	longueur de la trace secondaire nécessaire pour sa reconnaissance.

Cette asymétrie instrumentale simule donc une polarisation dans la direction $(\hat{p} \times \text{grad} \epsilon_s)$. Pour déterminer β nous sommes uniquement intéressés par la composante de la polarisation du proton parallèle au plan de production et, puisque l'angle entre l'impulsion du proton et ce plan est petit, il suffit de considérer la composante tangentielle de $\text{grad} \epsilon_s$. Elle est de $1/r_s \cdot d\epsilon_s/d\psi$ où ψ représente l'angle azimutal autour de la direction du faisceau. L'asymétrie instrumentale importante pour la détermination de β est alors donnée par

$$a(\psi) = \frac{L \sin \theta_s}{2 r_s} \frac{d\epsilon_s}{d\psi}.$$

Nous approximations la direction du proton par la ligne de vol du lambda dans le laboratoire par intégrer cette expression. Soit ϵ_p l'efficacité de production et de détection d'un lambda d'azimut ψ . La moyenne

de l'asymétrie instrumentale est alors donnée par

$$\langle a \rangle = \frac{L}{2} \left\langle \frac{\sin \theta_s}{r_s} \right\rangle \int_0^{2\pi} \mathcal{E}_p \frac{d\mathcal{E}_s}{d\psi} d\psi. \quad (6.9)$$

Pour évaluer l'intégrale nous représentons la distribution azimutale de l'impulsion du Λ par une série de Fourier

$$\mathcal{E}_p = \sum_n a_n \sin n\psi + b_n \cos n\psi$$

de même que la distribution des points de diffusion

$$\mathcal{E}_s = \sum_n a'_n \sin n\psi + b'_n \cos n\psi.$$

L'expression (6.9) se réduit alors à

$$\langle a \rangle = \frac{\pi L}{2} \left\langle \frac{\sin \theta_s}{r_s} \right\rangle \sum_n n (a'_n b_n - a_n b'_n).$$

Nous avons calculé les premiers coefficients du développement par intégration numérique sur les distributions observées des directions du Λ et des points de diffusion (fig. 6-7). Pour L nous avons pris la valeur de 10 cm et pour $\langle \sin \theta_s / r_s \rangle$ la valeur expérimentale de $0,015 \text{ cm}^{-1}$. De la corrélation des deux distributions angulaires nous avons alors déduit une asymétrie de l'appareil ayant une incidence sur β , de

$$\langle a \rangle \leq 0,004,$$

ce qui est négligeable en regard des incertitudes statistiques.

Les considérations exposées ont montré comment des asymétries azimutales influencent le paramètre β . Des méthodes similaires s'appliquent à l'étude des biais instrumentaux dans le cas de la détermination de α (ou γ) à partir de la composante de polarisation normale au plan de production. Du fait que ce plan est essentiellement radial, α est déterminé par l'asymétrie de diffusion vers l'axe et vers les bords du polarimètre et est donc influencé par toute composante radiale du gradient de la fonction $\mathcal{E}_s$. L'efficacité d'une chambre à étincelles étant toujours fonction dans une certaine mesure de l'angle que forme la trace avec les plaques, elle peut engendrer de tels gradients parce que les diffusions vers les bords ont en moyenne un angle plus grand que celles vers l'axe. Une autre contribution vient de l'extension latérale limitée du volume de détection qui fait perdre des diffusions vers les bords.

La symétrie de l'appareil autour de son axe nous a facilité la recherche de biais en β selon la méthode décrite. Dans le sens radial

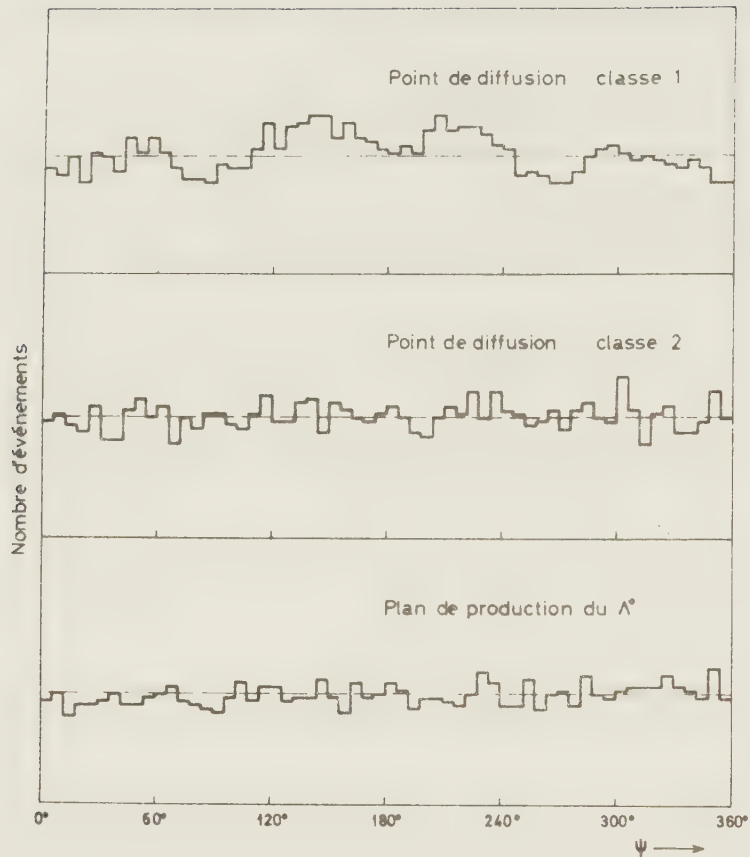


Fig. 6-7 Distributions angulaires pour le calcul de l'asymétrie

par contre, la construction de l'instrument lui-même provoque une distribution angulaire inégale. Puisque la détection de fausses asymétries est alors rendue plus difficile nous n'avons pas poussé nos investigations dans cette direction. Donc, notre valeur de α peut être entachée d'asymétries instrumentales du genre envisagé dans ce paragraphe et on doit la considérer plutôt comme un test de la validité de nos méthodes et de l'analyse que comme une bonne mesure.

7. Discussion

7.1 Comparaison avec d'autres expériences

La table 7-1 compare nos résultats avec les expériences précédentes de Cronin-Overseth (CO) et Overseth-Roth (OR).

Tableau 7-1. Comparaison avec d'autres expériences

	Expérience présente	Overseth- Roth	Cronin- Overseth
α	$0,668 \pm 0,014$	$0,65 \pm 0,02$	$0,62 \pm 0,07$
β	$-0,055 \pm 0,052$	$-0,10 \pm 0,07$	$0,18 \pm 0,24$
β/α	$-0,082 \pm 0,078$	$-0,16 \pm 0,10$	$0,28 \pm 0,40$
$-\arctg \beta/\alpha$	$4,7^\circ \pm 4,4^\circ$	$9,0^\circ \pm 5,5^\circ$	$-15^\circ \pm 20^\circ$

L'erreur est l'erreur statistique calculée dans MAXFUN à l'aide de la fonction de vraisemblance. Les erreurs de CO étant beaucoup plus grandes que celles de OR nous pouvons limiter la comparaison essentiellement à OR, avec lequel nous constatons un bon accord de α et β .

Si nous réunissons les valeurs de OR avec les nôtres, nous obtenons les moyennes

$$\begin{aligned}\beta &= -0,07 \pm 0,04 \\ \beta/\alpha &= -0,11 \pm 0,06 \\ -\arctg \beta/\alpha &= 6,4^\circ \pm 3,6^\circ.\end{aligned}$$

7.2 Interactions dans l'état final

Le but de notre expérience était de mesurer le paramètre β pour savoir si on a invariance de T dans la désintégration $\Lambda \rightarrow \pi^- + p$. A l'interaction faible régissant ce processus se superpose une interaction forte entre le proton et le pion sortants; l'examen de la valeur de β doit tenir compte de ces effets. Ces derniers peuvent être décrits par les déphasages de la diffusion nucléon-pion et sont fonction des moments angulaires et des isospins de ceux-ci. La question de la règle $\Delta I = 1/2$ dans les désintégrations non leptoniques se pose donc et va être approfondie dans le paragraphe suivant.

Du fait de la conservation du moment angulaire, la désintégration du lambda est limitée aux états S et P pour le pion et le nucléon et

admet en principe les transitions $\Delta I = 1/2$ et $\Delta I = 3/2$. La règle $\Delta I = 1/2$ pour des désintégrations non leptoniques de baryons prédit des valeurs de rapports de branchement neutre-chargé du lambda et des rapports des paramètres de désintégration chargés et neutres. Ce sont

$$B_\lambda = \frac{\Gamma(\Lambda \rightarrow \pi^- p)}{\Gamma(\Lambda \rightarrow \pi^- p) + \Gamma(\Lambda \rightarrow \pi^0 n)} = 0,66 \quad (7.1a)$$

$$\frac{\alpha_0}{\alpha_-} = 1 = \frac{\beta_0}{\beta_-} = \frac{\gamma_0}{\gamma_-} \quad (7.1b)$$

Les valeurs expérimentales actuelles sont

$$\begin{aligned} B_\lambda &= 0,664 \pm 0,08 \quad (8) \quad (18) \\ \alpha_0/\alpha_- &= 1,10 \pm 0,10 \quad (19) \\ \gamma_0/\gamma_- &= 1,04 \quad + 0,33 \quad (20) \quad (4) \\ &\quad - 0,21 \end{aligned} \quad (7.2)$$

qui sont toutes consistantes avec les prédictions de la règle $\Delta I = \frac{1}{2}$. Les valeurs de B_λ et α_0/α_- sont des valeurs préliminaires et ont été citées par Overseth dans la réf. 21. Les erreurs expérimentales admettent, selon la même réf., au maximum 2 % d'amplitude de l'onde S et de 9 % d'amplitude de l'onde P pour le cas $\Delta I = \frac{3}{2}$.

Cependant en négligeant les interactions finales, on arrive aux mêmes prédictions (7.1) avec un mélange particulier²²⁾ de $\Delta I = \frac{1}{2}$ et $\Delta I = \frac{3}{2}$, la pseudo règle $\Delta I = \frac{1}{2}$. Une distinction entre les deux cas pourrait être faite à l'aide des interactions finales^{23) 24)} mais les mesures citées sont trop peu sensibles pour écarter la large contribution de $\Delta I = \frac{3}{2}$ dans la désintégration. L'influence sur β par contre est grande.

Nous considérons d'abord la règle $\Delta I = \frac{1}{2}$ applicable à la désintégration et nous allons calculer la valeur de β_-/α_- en supposant l'invariance de T et des interactions dans l'état final entre pion et nucléon dans l'état $I = \frac{1}{2}$ seulement. Nous envisagerons ensuite le mélange de transitions $\Delta I = \frac{1}{2}$ et $\frac{3}{2}$ admis par la pseudo règle $\Delta I = \frac{1}{2}$ et consistant avec les données (7.2).

7.2.1 Interactions dans l'état final avec $\Delta I = \frac{1}{2}$

Les amplitudes de désintégration S et P pour les canaux chargés et neutres s'écrivent

$$S^- = -\sqrt{\frac{2}{3}} S_1 e^{i\delta_1} + \sqrt{\frac{1}{3}} S_3 e^{i\delta_3} \quad (7.3)$$

$$P^- = -\sqrt{\frac{2}{3}} P_1 e^{i\delta_{11}} + \sqrt{\frac{1}{3}} P_3 e^{i\delta_{31}} \quad (7.4)$$

$$S^0 = \sqrt{\frac{1}{3}} S_1 e^{i\delta_1} + \sqrt{\frac{2}{3}} S_3 e^{i\delta_3} \quad (7.5)$$

$$P^0 = \sqrt{\frac{1}{3}} P_1 e^{i\delta_{11}} + \sqrt{\frac{2}{3}} P_3 e^{i\delta_{31}} \quad (7.6)$$

où S_1, S_2 (P_1 et P_3) sont les amplitudes de désintégration S (P) vers les états finals $I = \frac{1}{2}$ et $I = \frac{3}{2}$

δ_1, δ_3 déphasages pion-nucléon de l'onde S pour $I = \frac{1}{2}$ et $\frac{3}{2}$

δ_{11}, δ_{31} déphasages de l'onde P correspondants.

En supposant l'invariance au renversement du temps, toutes les amplitudes S_1, S_3, P_1 et P_3 sont réelles, et en ajoutant la règle $\Delta I = \frac{1}{2}$, S_3 et P_3 deviennent nuls. Les équations (7.3) à (7.6) se réduisent alors à

$$\frac{S^0}{S^-} = \frac{P^0}{P^-} = -\frac{1}{2} \quad (7.7)$$

ce qui a conduit aux prédictions de (7.1). Dans ces circonstances, (7.3) et (7.4) se simplifient et deviennent

$$S^- = S_1 e^{i\delta_1} \quad \text{et} \quad P^- = P_1 e^{i\delta_{11}} \quad (7.8)$$

d'où on obtient avec les définitions de α^- et β^- des sections 2.1 et 2.2 le résultat connu de (2.4)

$$\frac{\beta^-}{\alpha^-} = -\text{tg}(\delta_1 - \delta_{11}), \quad (7.9)$$

donc compatible avec l'invariance de T et la règle $\Delta I = \frac{1}{2}$ (seulement des interactions finales dans l'état $I = \frac{1}{2}$).

Les déphasages provenant des ajustements de Barnes et al. ²⁵⁾, et Roper et al. ²⁶⁾ à l'énergie de 37,8 MeV de centre de masse sont notés dans la table 7-2. La différence de phase $\delta_1 - \delta_{11}$, la valeur de β^-/α^- et la valeur de β^- qui en résultent, β^- étant obtenu avec $\alpha^- = 0,65 \pm 0,02$ ⁴⁾, sont comparés dans la table 7-3 avec les valeurs expérimentales mesurées dans la désintégration du lambda.

Table 7-2. Déphasages pion-nucléon à 37,8 MeV c.m.
(en degrés)

Déphasage	Barnes et al.	Roper et al.
δ_1	$+6,73 \pm 0,02$	$+6,00$
δ_{11}	$-0,17 \pm 1,3$	$-1,14$
δ_3	$-5,96 \pm 0,70$	$-3,90$
δ_{31}	$-2,62 \pm 0,35$	$-0,70$

Table 7-3. Comparaison entre expérience et calcul à partir
des déphasages en supposant invariance au ren-
versement du temps et la règle $\Delta I = \frac{1}{2}$

	Expérience			Calcul, utilisant les déphasages	
	présente	Overseth- Roth	moyenne	Barnes	Roper
$\delta_1 - \delta_{11}$	$4,7^0 \pm 4,4^0$	$9,0^0 \pm 5,5^0$	$6,4^0 \pm 3,6^0$	$6,90^0 \pm 1,3^0$	$7,14^0$
$\beta/\alpha^- = -\text{tg}(\delta_1 - \delta_{11})$	$-0,08 \pm 0,08$	$-0,16 \pm 0,10$	$-0,11 \pm 0,06$	$-0,122 \pm 0,023$	$-0,125$
β^-	$-0,06 \pm 0,05$	$-0,10 \pm 0,07$	$-0,07 \pm 0,04$	$-0,079 \pm 0,015$	$-0,081$

7.2.2 Mélanges d'amplitudes de désintégration $\Delta I = \frac{1}{2}$ et $\frac{3}{2}$

Dans la relation (7.7) on peut changer le signe sans que change le rapport de branchement B_A prédit, et les rapports des paramètres de désintégration varient très peu. Ce changement de signe implique la présence d'une grande amplitude de $\Delta I = \frac{3}{2}$ dans la désintégration :

$$S_3 = -2\sqrt{2} S_1 \cos(\delta_1 - \delta_3)$$

$$P_3 = -2\sqrt{2} P_1 \cos(\delta_{11} - \delta_{31})$$

β/α^- est très sensible à ces conditions et Overseth²⁴⁾ a calculé sa valeur en utilisant les déphasages appropriés. Avec les deux ensembles de déphasages on s'attend alors pour β/α^- à

	Barnes	Roper
β/α^-	-0,005	-0,006

En supposant donc l'invariance de T et une combinaison particulière d'amplitude de transition $\Delta I = \frac{1}{2}$ et $\frac{3}{2}$, la pseudo règle $\Delta I = \frac{1}{2}$, on prédit pour β/α^- une valeur de -0,006, ou -0,004 pour β^- . Si le résultat de $\Delta I = \frac{1}{2}$ est plus près de notre mesure, la valeur dérivée d'interactions finales avec la pseudo règle reste néanmoins entièrement compatible. La situation de la mesure de OR est quelque peu inversée. On constate un bon accord avec la règle $\Delta I = \frac{1}{2}$, mais l'écart est d'environ 1,5 déviations standard par rapport à la solution qui admet une fraction importante de transitions $\Delta I = \frac{3}{2}$. Si nous regardons cependant la moyenne des deux mesures, nous voyons un accord parfait avec la règle $\Delta I = \frac{1}{2}$ et un écart de 1,6 déviations standard par rapport à la pseudo règle $\Delta I = \frac{1}{2}$.

7.3 Conclusions

Dans cette expérience nous avons mesuré le paramètre β dans la désintégration non leptonique $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$. Si l'on néglige les interactions fortes dans l'état final et en supposant l'invariance au renversement du temps de l'interaction faible, β est nul. Les mesures existantes du rapport de branchement et de l'égalité des paramètres de désintégration admettent dans la désintégration ou bien une transition $\Delta I = \frac{1}{2}$ ou bien un mélange particulier de $\Delta I = \frac{1}{2}$ et $\frac{3}{2}$. A l'aide des déphasages pion-nucléon on peut alors calculer pour ces deux cas la valeur de β qu'on obtiendrait en supposant invariance de T. Notre mesure de β est en accord avec la règle $\Delta I = \frac{1}{2}$, toutefois elle est aussi compatible avec le mélange d'amplitudes. Donc, le β mesuré concorde avec les prédictions possibles découlant des interactions dans l'état final et nous n'avons pas détecté de violation de T dans cette désintégration.

Références

- 1) T. D. LEE and C. N. YANG, General Partial Wave Analysis of the Decay of a Hyperon of Spin $\frac{1}{2}$; Phys. Rev. 108, 1645 (1957).
- 2) J. W. CRONIN and O. E. OVERSETH, Measurement of the Decay Parameters of the Λ^0 Particle; Phys. Rev. 129, 1795 (1963).
- 3) J. H. CHRISTENSON, J. W. CRONIN, V. L. FITCH and R. TURLAY, Evidence for the 2π Decay of the K_2^0 Meson; Phys. Rev. Letters 13, 138 (1964).
- 4) O. E. OVERSETH and R. F. ROTH, Time Reversal Invariance in Λ^0 Decay; Phys. Rev. Letters 19, 391 (1967).
- 5) W. E. CLELAND, J. K. BIENLEIN, G. CONFORTO, G. H. EATON, H. -J. GERBER, M. REINHARZ, M. VELTMAN, A. GAUTSCHI, E. HEER, J.-Fr. RENEVEY and G. von DARDEL, A Determination of the β Parameter as a Test of T-Invariance in the Charged Decay Mode of the Λ Hyperon; Phys. Letters 26B, 45 (1967).
- 6) C. REVILLARD, Détermination de la polarisation du Λ issu de la réaction $\pi^- + p \rightarrow \Lambda + K^0$ à des énergies du pion de 1,03, 1,06 et 1,12 GeV/c; Thèse Université de Genève (1970).
- 7) F. S. CRAWFORD jr., Strange-Particle Decays; Soc. It. di Physica, Proc. Int. School of Physics "Enrico Fermi", Course 26 (1963).
- 8) Particle Data Group, Particle Properties Tables; Rev. Mod. Physics 42, Jan. 1970.
- 9) G. KÄLLÉN, Elementary Particle Physics; Addison-Wesley Publishing Company (1964).
- 10) J. A. SCHWARTZ, Associated Production of Strange Particles; UCRL 11360.
- 11) J. A. ANDERSON, F. S. CRAWFORD, B. B. CRAWFORD, R. L. GOLDEN, L. J. LLOYD, G. W. MEISNER and R. L. PRICE, The Reaction $\pi^- + p \rightarrow \Lambda + K^0$ at ΣK Threshold; 1962 Int. Conf. on High Energy Physics at CERN, p. 271.
- 12) F. S. CRAWFORD jr., M. CRESTI, M. L. GOOD, K. GOTTSTEIN, E. M. LYMAN, F. T. SOLMITZ, M. L. STEVENSON and H. K. TICHÖ, $\pi^- + p \rightarrow \Lambda + K^0$, $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$ Angular Distribution of Production and Decay at 1,12 GeV/c; 1958 Int. Conf. on High Energy Physics at CERN, Appendix 1, p. 271.
- 13) T. O. BINFORD, M. L. GOOD, V. G. LIND, D. STERN, R. KRAUSS and E. DETTMANN, Production of Λ^0 and Σ^0 Hyperons by Pions of Beam Momenta 1,12 - 1,32 BeV/c; Phys. Rev. 183, 1134 (1969).
- 14) V. Z. PETERSON, Analysing Power of Carbon for High Energy Polarised Protons; UCRL 10622.

- 15) J.-Fr. RENEVEY, Une mesure du pouvoir d'analyse du C^{12} pour des protons entre 180 et 300 MeV, contribution à l'étude de la diffusion ($p - C^{12}$) avec un polarimètre à chambres à étincelles; Thèse Université de Genève (1968).
- 16) SOERGEL, communication privé.
- 17) D. MAEDER, Portes logiques rapides pour la fonction "et"; Nucl. Instr. and Meth. 31, 349 (1964).
- 18) N. YEH, C. BALTAY, A. BRIDGEWATER, W.A. COOPER and M. HABIBI, Precision Measurement of the Λ Decay Branching Ratio and Lifetime; Bull. Am. Phys. Soc. 14, 94 (1969).
- 19) S. OLSEN, R. HANDLER, L. PONDROM, O. OVERSETH and J. SMITH, Asymmetry Parameter for $\Lambda^0 \rightarrow n + \pi^0$; Bull. Am. Phys. Soc. 14, 519 (1969).
- 20) M.M. BLOCK, R. GESSAROLI, S. RATTI, L. GRIMELLINI, T. KIKUCHI, L. LENDINARA and L. MONARI, The Decay Modes of the ${}^4\text{He}_\Lambda$ Hypernucleus and the Measurements of the $p_\pi^2 / (p_\pi^2 + s_\pi^2)$ Ratio for $\Lambda^0 \rightarrow n + \pi^0$; Nuovo Cimento 28, 299 (1963).
- 21) O.E. OVERSETH, Nonleptonic Weak Decay Processes; Talk given at Int. Conf. on Symmetries and Quark Models, Wayne State University, June, 1969.
- 22) S. OKUBO, R.E. MARSHAK and E.C.G. SUDARSHAN, V-A Theory and the Decay of the Λ Hyperon; Phys. Rev. 113, 944 (1958).
- 23) V.I. ZAKHAROV and A.B. KAIDALOV, Possibility of Determining the Relative Sign of the Amplitudes of Hadron Decays of Hyperons; JETP Letters 3, 300 (1966).
- 24) O.E. OVERSETH, Determination of Relative Sign of Amplitudes in Λ^0 Decay; Phys. Rev. Letters 19, 395 (1967).
- 25) S.W. BARNES, H. WINICK, K. MIYAKE and K. KINSEY, Pion Proton Scattering below 150 MeV II; Phys. Rev. 117, 238 (1960).
S.W. BARNES, B. ROSE, G. GIACOMELLI, J. RING, K. MIYAKE and K. KINSEY, Pion Proton Scattering below 150 MeV I; Phys. Rev. 117, 226 (1960).
- 26) L.D. ROPER, R.M. WRIGHT and B.T. FELD, Energy-Dependent Pion-Nucleon Phase Shift Analysis; Phys. Rev. 138B, 190 (1965).

